



Diagnostics de spectroscopie Doppler pour la recherche et la caractérisation des exoplanètes

Isabelle Boisse

► To cite this version:

Isabelle Boisse. Diagnostics de spectroscopie Doppler pour la recherche et la caractérisation des exoplanètes. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT: . tel-00556754

HAL Id: tel-00556754

<https://theses.hal.science/tel-00556754>

Submitted on 17 Jan 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THESE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité
Astronomie & Astrophysique
(ED 127)

Présentée par
Isabelle Boisse

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

**Diagnostics de spectroscopie Doppler
pour la recherche et la caractérisation des exoplanètes**

soutenue le 27 septembre 2010 devant le jury composé de :

A.-C. Levasseur-Regourd.....Présidente
M. Deleuil.....Rapporteur
M. Gillon.....Rapporteur
C. Catala.....Examineur
J.-F. Donati.....Examineur
M. Mayor.....Examineur
F. Bouchy.....Directeur de thèse
G. Hébrard.....Co-directeur de thèse

Institut d'Astrophysique de Paris
CNRS/UMR7095 ; Université Pierre & Marie Curie

Cher lecteur,

Sachez que ce travail et ce manuscrit n'auraient pu voir le jour sans l'attention avisée des personnes qui m'ont entourées depuis toujours, depuis longtemps, et surtout pendant ces trois années.

Pendant ces trois années où j'ai découvert et appris un métier. Ce travail est aussi le vôtre, vous qui m'avez fait confiance, vous qui m'avez guidé et conseillé, vous qui m'avez fait partager vos connaissances.

Un grand merci à tous¹ et à chacun².

J'espère que vous trouverez ici de quoi satisfaire votre esprit. Si quelques doutes ou questionnements vous faisaient face, vous pouvez me contacter : isabelle.boisse@gmail.com.

Bonne lecture.

¹Cette recherche a bénéficié de fonds publics français, européens, et d'influences extérieures.

²Ces remerciements, souhaitant être exhaustifs, ne sauraient nommer chacun qui, je l'espère, saura reconnaître son apport dans l'accomplissement et la réussite de ce travail.

Résumé

La spectroscopie Doppler a conduit à la découverte de la plupart des 500 exoplanètes connues à ce jour. En améliorant la précision des mesures de vitesse radiale, on révèle différentes populations de planètes de masses et de rayons plus faibles et/ou plus éloignées de leur étoile.

Cette thèse examine les différentes causes de variations des mesures de vitesse radiale de façon d'une part à améliorer la précision des mesures et d'autre part à détecter et caractériser des exoplanètes.

Tout d'abord, je détermine et propose des corrections aux limitations instrumentales du spectrographe à haute-résolution SOPHIE ; les effets en vitesse radiale pouvant provenir de la réduction des données comme du matériel (correcteurs de dispersion atmosphérique, stabilité de l'illumination du spectrographe).

La variabilité des étoiles est aussi une source importante de bruit. Des indices spectroscopiques et des simulations sont étudiés dans une deuxième partie afin de repérer, caractériser puis soustraire les effets de l'activité stellaire photosphérique.

Dans un troisième temps, je décris l'analyse des mesures de vitesse radiale qui a conduit à la détection de plusieurs planètes dans le cadre des programmes de recherche du Consortium SOPHIE. Les paramètres de ces systèmes sont discutés en regard de ceux des planètes connues ainsi que leurs apports pour les scénarios théoriques de formation et d'évolution des exoplanètes.

La spectroscopie Doppler est aussi utilisée pour caractériser les planètes en transit. Dans une dernière partie, on aborde le suivi en vitesse radiale des détections par transit, la mesure de l'effet Rossiter-McLaughlin et la recherche de composants atmosphériques.

Abstract

Doppler spectroscopy has led to the discovery of most of the 500 known exoplanets. Improving the precision of radial velocity measurements reveals different populations of planets with masses and radii smaller and/or with a greater distance from their star.

This thesis examines the causes of variations in radial velocity measurements in order to improve measurement accuracy and also to detect and characterize extrasolar planets.

First, I identify and test corrections to instrumental limitations of the high-resolution spectrograph SOPHIE; effects in radial velocity might come from data reduction as well as equipment (atmospheric dispersion compensator, stability of spectrograph illumination).

The variability of the stars is also an important source of noise. Spectroscopic indices and simulations are studied in a second part to identify, characterize and then subtract the effects of stellar photospheric activity.

In a third step, I describe the analysis of radial velocity measurements that led to the detection of several planets in the research programs of the SOPHIE Consortium. The parameters of these systems are discussed in relation to those of known planets and their contributions to the theoretical scenarios of formation and evolution of exoplanets.

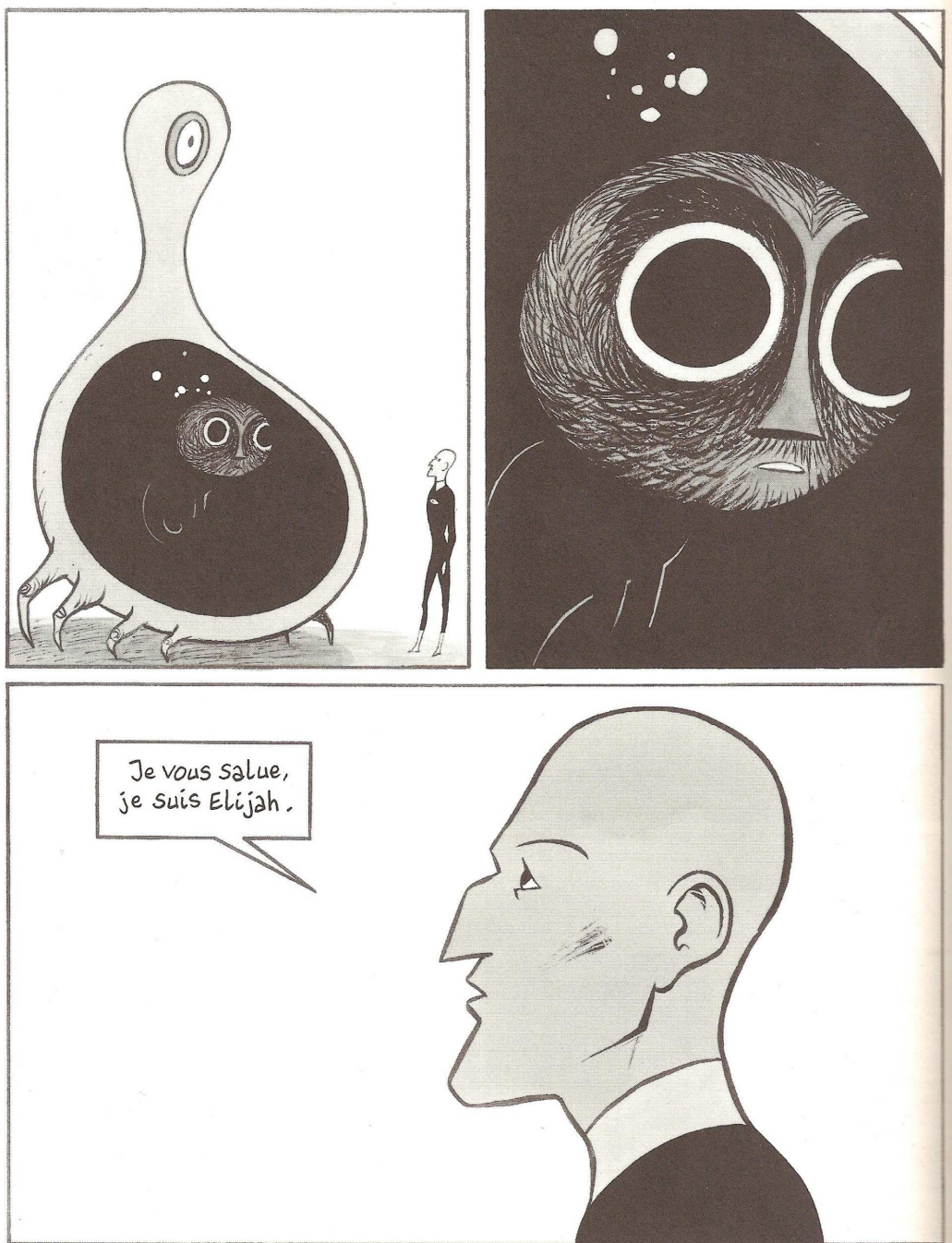
Doppler spectroscopy is also used to characterize transiting planets. The final section discusses the follow-up of transit detections, measurement of the Rossiter-McLaughlin effect and the search for atmospheric compounds.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 8 |
| 1 Méthode instrumentale et précision en vitesse radiale | 17 |
| 1.1 La mesure de vitesse radiale à haute précision | 17 |
| 1.2 Le spectrographe SOPHIE | 22 |
| 1.3 Améliorations de la réduction des données | 24 |
| Présentation du logiciel | 24 |
| Catalogue des raies de calibration | 25 |
| Masques de corrélation | 25 |
| Correction chromatique | 28 |
| Nouvelle solution en longueur d'onde | 28 |
| Estimation de la dérive entre deux calibrations | 29 |
| 1.4 Jouvence de la bonnette pour SOPHIE | 29 |
| Unité de calibration | 29 |
| Correcteurs de dispersion atmosphériques | 32 |
| Stabilité de l'illumination du spectrographe | 34 |
| <i>Article de conférence : New technologies for probing the diversity of brown dwarfs and exoplanets</i> | 36 |
| 1.5 Conclusion | 41 |
| 2 Reconnaître et s'affranchir de la variabilité stellaire | 45 |
| 2.1 Les différents phénomènes de variabilité | 46 |
| 2.2 Les indices spectroscopiques de l'activité stellaire | 57 |
| Mesures de l'asymétrie des raies | 57 |
| La vitesse de rotation projetée stellaire : le $v \sin I$ | 61 |
| Mesure de VR avec différents masques | 62 |
| Les raies spectrales | 62 |
| Indice du niveau d'activité : le $\log R'_{\text{HK}}$ | 64 |
| 2.3 Suivre l'activité stellaire | 65 |
| Intérêts et limitations des indicateurs d'activité | 65 |
| Surveiller HD 189733, une étoile active abritant une planète | 66 |
| Publication | 66 |
| <i>Article à comité de lecture : Stellar activity of planetary host star HD 189733</i> | 66 |
| Résultats | 76 |
| 2.4 Caractériser le signal en VR induit par l'activité stellaire | 77 |
| Objectifs | 77 |
| Publication | 79 |
| <i>Article à comité de lecture : Disentangle stellar activity and planetary signals</i> | 79 |
| Résultats | 92 |
| 2.5 Recherche de Jupiters chauds autour des étoiles jeunes | 92 |

| | | |
|----------|---|------------|
| | Motivation | 92 |
| | Etude de faisabilité sur HARPS et SOPHIE | 94 |
| 2.6 | Conclusion | 97 |
| 3 | La recherche de planètes au sein du Consortium SOPHIE | 101 |
| 3.1 | Le Consortium SOPHIE | 102 |
| | Une association d'observateurs | 102 |
| | Les programmes de recherche d'exoplanètes | 102 |
| | Gestion de la base de données et des programmes | 105 |
| 3.2 | Recherche à haute-précision de super-Terre (SP1) | 105 |
| | Stratégie d'observation | 105 |
| | Statistique générale | 106 |
| | Suivi de constantes | 107 |
| | Candidats | 109 |
| | Conclusion et prochains objectifs | 111 |
| 3.3 | Suivi des longues périodes ELODIE (SP5) | 115 |
| | Stratégie d'observation et caractéristiques de l'échantillon | 115 |
| | Détermination du décalage de VR entre ELODIE et SOPHIE | 116 |
| | Candidats "Vrai Jupiter" | 117 |
| | Planètes déjà publiées ou annoncées | 120 |
| | Candidats massifs | 123 |
| | Conclusion et prochains objectifs | 126 |
| 3.4 | Recherche de Jupiters chauds (SP2) | 128 |
| | Stratégie d'observation | 128 |
| | Détermination automatique de la métallicité stellaire | 128 |
| | Résultats, publication et prochains objectifs | 129 |
| | <i>Article à comité de lecture : The SOPHIE search for northern extrasolar planets : III. A Jupiter-mass companion around HD 109246</i> | <i>131</i> |
| 4 | Suivi et caractérisation des planètes en transit | 145 |
| 4.1 | Détection des planètes en transit | 145 |
| 4.2 | Le suivi SuperWASP | 148 |
| | Présentation du relevé | 148 |
| | Analyse des candidats Nord avec SOPHIE - Campagne 2009 | 148 |
| 4.3 | L'effet Rossiter-MacLaughlin | 152 |
| | Détection par mesures de VR | 152 |
| | Détection par modélisation de la CCF | 152 |
| 4.4 | Programme de caractérisation des Jupiters en transit du Consortium SOPHIE | 155 |
| | Caractérisation de l'excentricité | 155 |
| | Observation de l'effet RM | 155 |
| 4.5 | Les atmosphères planétaires | 158 |
| | Recherche d'atmosphère à partir de spectres mesurés du sol | 158 |
| | Eclipse de Lune pour l'observation de l'atmosphère terrestre | 159 |
| 4.6 | Conclusion | 159 |
| 5 | Conclusion et Perspectives | 163 |
| | Bibliographie | 167 |

| | |
|--|------------|
| Annexes | 175 |
| Liste de publications | 177 |
| Sélection d'articles hors premier auteur | 181 |



Les Derniers Jours d'un Immortel, Gwen de Bonneval & Fabien Vehlmann
©Futuropolis

Introduction

La recherche de planètes extrasolaires permet de comprendre les mécanismes de la formation des systèmes planétaires et de mettre notre système solaire en perspective.

Au-delà du problème astrophysique, cette recherche est un pas vers la compréhension de la vie. Depuis qu'il est communément admis que le Soleil est une étoile ordinaire comparable à de nombreuses autres dans la Galaxie, il est tout à fait acceptable que des planètes soient présentes autour de ces étoiles. Maintenant que nous détectons des planètes, on peut alors se demander si celles aux conditions physico-chimiques comparables à la Terre sont courantes et si l'émergence de la vie est un phénomène d'évolution ordinaire de la chimie.

Première exoplanète et progrès techniques en spectroscopie Doppler

En 1995, Mayor & Queloz (1995) annoncent la première exoplanète autour d'une étoile de type solaire, 51Pegb, à partir de mesures effectuées avec le spectrographe de haute-précision ELODIE (Baranne et al. 1996) installé au télescope de 1m93 de l'Observatoire de Haute-Provence (OHP). Ce spectrographe est dans la continuité d'instruments comme CORAVEL destinés l'étude en spectroscopie Doppler des étoiles binaires, qui, gagnant en précision, ont permis d'atteindre le domaine des masses planétaires. Contre toute attente 51 Pegb est une planète massive de $0.5 M_{\text{Jup}}$ orbitant en 4.2 jours autour de son étoile. Cette planète est la première détection d'une série de "Jupiters chauds", nom donné à ces exoplanètes gazeuses de la masse du même ordre de grandeur que Jupiter, orbitant à moins de 0.1 unités astronomiques (UA) de leurs étoiles et donc fortement irradiées. Peu de temps après, Marcy et Butler confirment la détection de ce type d'objet (Marcy & Butler 1996 ; Butler & Marcy 1996). Précédemment, par spectroscopie Doppler, Latham et al. (1989) avaient annoncé un objet substellaire de $11.02 M_{\text{Jup}}$ avec une orbite de 84 jours. La découverte de ces premières planètes a d'une part apporté la preuve de l'existence des planètes extrasolaires et, d'autre part, révélé une diversité inattendue de la part des systèmes planétaires de notre Galaxie.

Depuis, la précision des mesures de vitesses radiales n'a cessé de s'améliorer et a conduit à la détection de vrais Jupiters (e.g. Wright et al. 2008), de Neptunes chauds (e.g. Bakos et al. 2010), de super-Terres (e.g. Queloz et al. 2009) ; ces dénominations s'attachant plutôt à distinguer des compositions différentes. La Figure 1³ montre le développement temporel de la précision des mesures de vitesses radiales illustrée en terme de masse minimale des planètes détectées. A ce jour, cette précision continue de s'améliorer et les futurs instruments prévoient de descendre à la dizaine de cm s^{-1} (e.g. Pasquini et al. 2009), précision nécessaire pour détecter une planète analogue à la Terre. Pour cela, on doit continuer à identifier les différentes sources conduisant à des variations de vitesses radiales : instrumentales, astro-

³Cette figure a été faite à partir du site *exoplanet.eu* qui contient une table à jour des exoplanètes détectées avec leurs paramètres physiques et orbitaux et ceux de leurs étoiles-hôtes. Une application pour faire des figures à partir de ces tables est disponible.

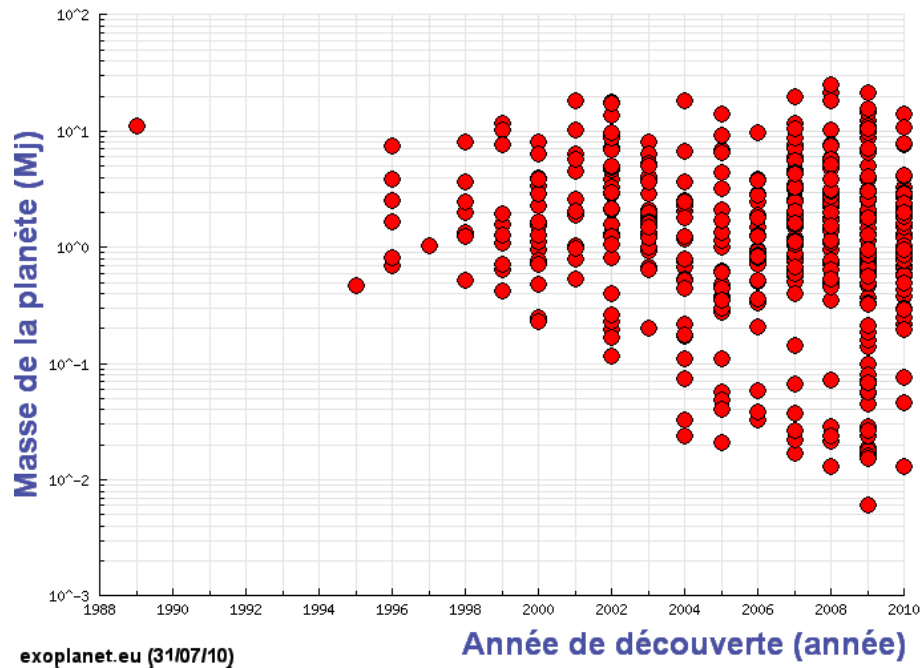


FIG. 1 – Masse minimale des exoplanètes découvertes par spectroscopie Doppler en unité de masse de Jupiter en fonction de l’année de découverte illustrant le développement temporel de la précision des mesures de vitesses radiales.

physiques ou planétaires.

Méthodes de détection

La spectroscopie Doppler détecte une exoplanète en mesurant l’orbite de l’étoile-hôte autour du centre de masse du système planétaire. Pour cela, on mesure les variations périodiques de la vitesse radiale de l’étoile, c’est-à-dire de sa vitesse projetée le long de la ligne de visée ; la vitesse étant mesurable par l’effet Doppler qui décale les longueurs d’onde observées des raies stellaires. Cette méthode permet de mesurer la masse minimale du compagnon stellaire, le $M_p \sin i$, avec i l’inclinaison du système par rapport à la ligne de visée.

D’autres méthodes contribuent à notre connaissance des planètes extrasolaires en explorant d’autres espaces de paramètres ; le recouvrement de plusieurs techniques apportent des informations complémentaires.

Les programmes de recherche photométrique de transit cherchent à détecter l’infime baisse de luminosité d’une étoile lorsqu’un compagnon passe devant elle. L’observation du transit est possible dans une configuration spécifique entre l’orbite planétaire et l’observateur. Le plan orbital est quasiment perpendiculaire au plan du ciel contraignant l’inclinaison du système par rapport à la ligne de visée, paramètre qui reste inconnu dans la détection par vitesses radiales. La baisse de flux stellaire est directement proportionnelle au rapport de surface entre les deux objets et, si l’on dispose d’une estimation du rayon stellaire, permet de déduire le rayon planétaire. Des mesures de vitesses radiales sont actuellement indispensables pour distinguer les cas de binaires stellaires et pour établir le caractère planétaire des objets détectés. De plus, l’inclinaison orbitale étant connue grâce au transit, les mesures de vitesses radiales permettent alors de mesurer la masse réelle de la planète.

L’effet de lentille gravitationnelle est la déviation des rayons lumineux d’une source lointaine par un système se trouvant sur la ligne de visée. Elle a permis la découverte de

planètes de toutes masses avec une grande séparation (Beaulieu et al. 2006). C'est la seule méthode actuellement qui explore les étoiles lointaines et qui peut donner des indices sur la distribution des planètes dans la Galaxie.

Récemment, les premières planètes ont pu être imagées : Formahault b par coronographie avec HST (Kalas et al. 2008), trois planètes autour de HD8799 en utilisant l'imagerie angulaire différentielle avec les télescopes Keck et Gemini (Marois et al. 2008), β Pic b avec l'optique adaptative de NACO au VLT (Lagrange et al. 2008, 2010). Impossible il y a peu de temps à cause du très grand contraste entre l'étoile et la planète, l'imagerie directe est actuellement contrainte à la détection d'objets massifs à des dizaines d'UA de leurs étoiles. Cette méthode est complémentaire des vitesses radiales en cherchant à observer les objets détectés par spectroscopie Doppler à très longues périodes.

En 1992, Wolszczan & Frail ont détecté les premières exoplanètes orbitant autour d'un pulsar radio. La mesure du décalage temporel des pulsations millisecondes montre une perturbation induite par trois objets de faibles masses en orbite autour de cette étoile morte. On suppose que ces objets se sont formés après l'explosion de l'étoile à partir du matériel éjecté.

L'astrométrie est la mesure de la position d'une étoile dans le plan du ciel. Si une planète orbite autour d'une étoile, on s'attend que cette dernière décrive dans le ciel une orbite autour du centre de masse du système. L'astrométrie donne accès à la masse réelle des objets en orbite autour de l'étoile observée. Cette méthode est complémentaire de la spectroscopie Doppler parce qu'elle est sensible aux mouvements orbitaux dans un plan perpendiculaire à celui des vitesses radiales ainsi qu'aux plus longues périodes. On peut noter que l'astrométrie a déjà permis de mesurer la masse d'une naine brune (Benedict et al. 2010) mais que, pour l'instant, aucune détection de planète n'a été confirmée. Néanmoins, l'amélioration de la précision et les futurs instruments tels que Gaia ou PRIMA annoncent un futur prometteur.

Quelques propriétés statistiques

Depuis la première découverte, 464 exoplanètes ont été détectées à ce jour (juillet 2010) autour d'étoiles de types spectraux A à M sur des orbites allant de 0.8 jours à plusieurs dizaines d'années. La majorité a été détectée par spectroscopie Doppler et une part de plus en plus importante est découverte par transit. Plusieurs tendances sont apparues dans la diversité des objets. L'idée n'est pas de faire ici une revue complète des statistiques des planètes découvertes mais d'aborder quelques faits observationnels qui me semblent importants.

La Figure 2⁴ montre la diversité des excentricités équivalente à celle observée pour les étoiles binaires. Les orbites pratiquement circulaires de notre système solaire ne sont donc pas une caractéristique des systèmes planétaires.

Du fait de biais observationnels, la plupart des exoplanètes détectées orbitent autour d'étoiles G et K. Toutefois, les recherches autour des étoiles M montrent que peu de planètes massives sont trouvées autour des étoiles de faibles masses. D'autre part, on trouve des objets plus massifs autour des étoiles de type A-F. Cette tendance peut s'expliquer si la masse de l'étoile régit la masse du disque et que la quantité de matière disponible dans le disque contraint le type de planètes formées.

En améliorant la précision, on explore une nouvelle population de planètes de masse et de rayon plus faible. On observe en Figure 3 la population des planètes massives gazeuses de type Jupiter et celle des objets de faibles masses, de type Neptune gazeux ou

⁴Ces figures notées en haut à droite ont été faites à partir du site *exoplanet.org* qui contient une table à jour des exoplanètes détectées avec leurs paramètres physiques et orbitaux et ceux de leurs étoiles-hôte. Une application pour faire des Figures à partir de ces tables est disponible.

terrestre, pour lesquelles on met en évidence des propriétés différentes liées à leur scénario de formation. Par exemple, on trouve plus facilement des planètes géantes autour d'étoiles sur-métalliques alors que les planètes de masses plus faibles ne montrent pas cette tendance (e.g. Santos et al. 2004a, Fischer & Valenti 2005, Udry et al. 2006).

La recherche en vitesse radiale opère depuis plus de 15 ans et la distribution en période montre une zone entre 10 et 100 jours peu peuplée (Figure 4). On remarque aussi dans ce diagramme que les planètes massives se situent préférentiellement à longue période.

Les étoiles-hôtes en systèmes binaires montrent une population de planètes qui a des caractéristiques différentes de celle orbitant autour d'étoile seule. On trouve un manque de planètes massives ($\geq 3 M_{\text{Jup}}$) avec des périodes orbitales courtes ($\leq 100 \text{ j.}$) pour les étoiles non multiples. Au contraire, les massives à longues périodes dans des systèmes binaires présentent les mêmes caractéristiques que leurs homologues qui orbitent autour d'étoiles seules. Pour expliquer ces observations, il faut prendre en considération les processus d'évolution des systèmes planétaires comme le phénomène de migration. On suppose que la migration ou qu'un effet séculaire d'interaction avec la binaire pourraient aider ces planètes massives à migrer près de leur étoile-hôte à la différence des planètes massives orbitant autour d'étoiles seules (Udry & Santos 2007).

On peut établir la statistique du nombre de planètes détectées dans des échantillons d'étoiles observées bien définis. Les étoiles qui font partie de ces échantillons sont choisies soit en fonction de leur distance au Soleil, soit en fonction de leur magnitude. Marcy et al. (2005) trouvent que 6.6% des étoiles ont des objets de la masse de Jupiter jusqu'à 5 UA dans l'échantillon d'étoiles FGKM du Lick-Keck-AAT. Naef et al. (2005) à partir des mesures ELODIE estiment que 7.3% des étoiles ont des planètes géantes jusqu'à 4.8 AU. Udry et al. (2006) à partir de l'échantillon CORALIE étendu avec HARPS estiment que 5.6% des étoiles abritent des planètes géantes jusqu'à 4 UA. Toutes ces analyses sont en accord en prenant en compte les barres d'erreur et les paramètres qui sont différents en fonction des catalogues d'étoiles.

Mayor et al. (2009a) estiment que 30% des planètes de type G, K abritent des super-Terres à courtes périodes (quelques jours à quelques dizaines de jours) en systèmes multi-planétaires.

Mais la méthode des vitesses radiales a des biais. On ne trouvait pas dans les catalogues d'étoiles de recherche de planètes d'étoile de type A-F car elles ont peu de raies dans leur spectre. Les étoiles pulsantes, actives ou jeunes, les binaires spectroscopiques ou visuelles étaient également rejetées des échantillons.

Modèles de formation et d'évolution

Les observations permettent de contraindre les scénarios de formation et d'évolution des systèmes planétaires, autrefois confinés à une seule observable, le système solaire.

Les Jupiters chauds n'ont pas pu se former si proche de leurs étoiles. La migration orbitale provenant de l'interaction gravitationnelle entre le disque d'accrétion et la planète permet d'expliquer l'observation des Jupiters chauds en déplaçant les cœurs rocheux du lieu de leur formation, préférentiellement derrière la ligne des glaces, vers les zones internes du système. La ligne des glaces est la délimitation de la zone extérieure du système au delà de laquelle la température est suffisamment basse pour que les éléments tels que C, N et O soient solides sous forme de glaces (H_2O , CH_4 , NH_3 ,...). Dans cette zone, on trouve une plus grande quantité de matériaux disponibles pour former des noyaux planétaires de masse importante. Il existe différents types de migration en fonction de la masse de l'objet. Mais il existe d'autres modèles d'effets séculaires d'interaction qui pourraient expliquer

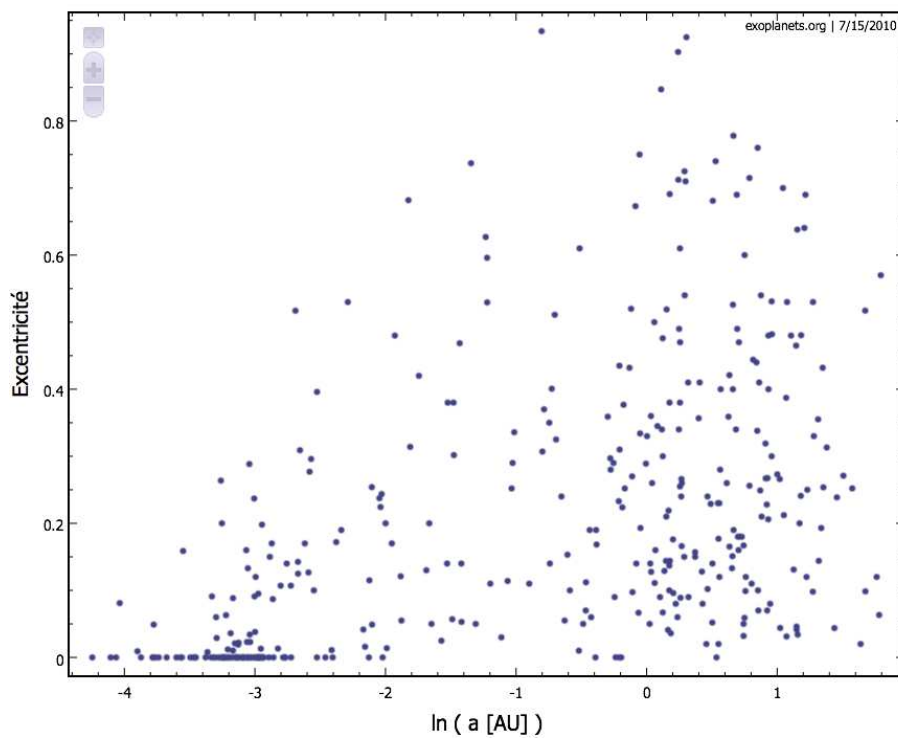


FIG. 2 – Distribution de l'excentricité de l'orbite des planètes découvertes en fonction de leur distance à leur étoile. On voit que les excentricités prennent toutes les valeurs.

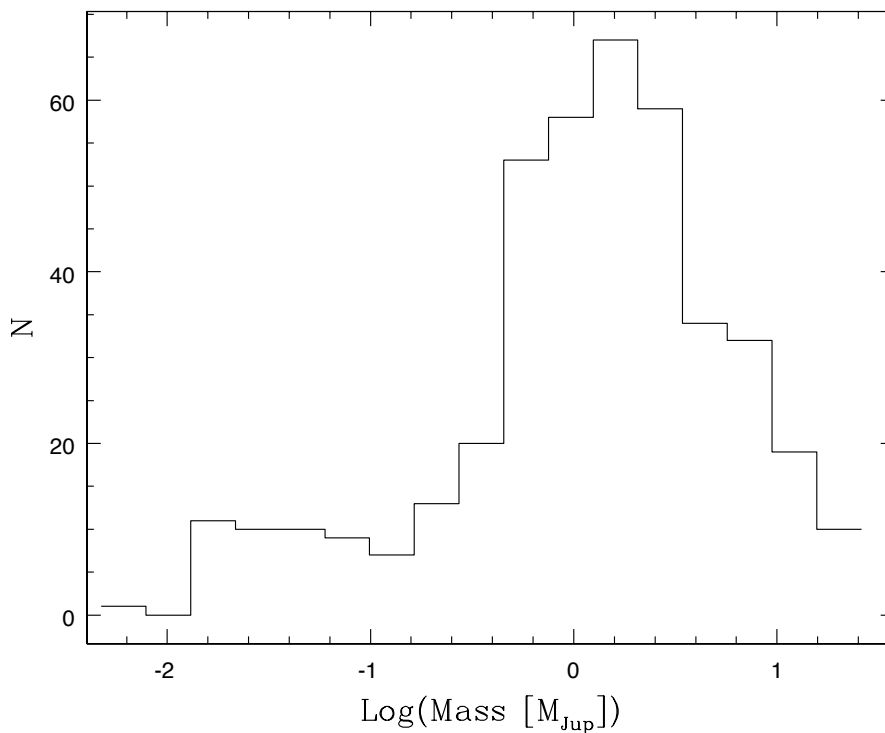


FIG. 3 – Distribution des masses minimales des exoplanètes en unité de masse de Jupiter pour les planètes détectées par spectroscopie Doppler. On remarque un creux vers $\log(\text{masse}) = -1$ dans cette distribution qui n'est pas causé par un biais observationnel car celles-ci sont plus faciles à détecter que les masses plus faibles.

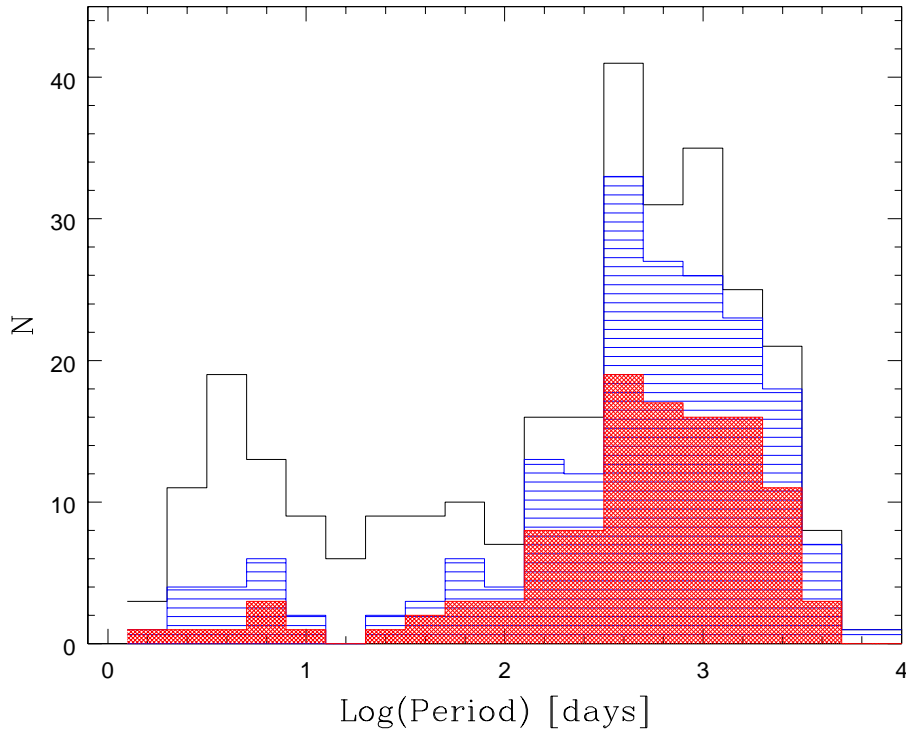


FIG. 4 – Histogramme des périodes des planètes découvertes autour des étoiles seules via la méthodes des vitesses radiales. En bleu, le même histogramme pour les planètes plus massives que $0.75 M_{\text{Jup}}$, en rouge, pour les planètes plus massives que $2 M_{\text{Jup}}$.

leur formation. Les questions sont encore ouvertes à ce sujet comme celles des causes de l'arrêt de cette migration. La détection de planètes autour d'étoiles jeunes permettrait d'observer les systèmes planétaires au début de leur formation et aiderait à discriminer entre les différents scénarios d'évolution.

La densité des planètes extra-solaires est déterminée par la combinaison d'observation en vitesse radiale et en transit. Les quatre planètes gazeuses servent de bases pour les modèles de structures internes des planètes géantes même si dans le système solaire, certaines caractéristiques internes sont peu contraintes (composition et masse des cœurs de planètes). Les densités observées des exoplanètes massives sont pour la plupart en accord avec des planètes géantes gazeuses pour lesquelles on fait varier la masse du cœur solide. Mais certains Jupiters chauds ont des rayons trop importants et on explique encore mal pourquoi ces planètes "gonflées" sont trop peu denses.

Par spectroscopie différentielle, on a pu déterminer certains composants des atmosphères des exoplanètes ouvrant la porte aux modèles d'atmosphères exoplanétaires. On s'attend aussi à ce que les Jupiters chauds puissent être en interaction avec leur étoile, que ce soit par force de marée ou par interaction magnétique (Cuntz et al. 2000).

Il existe deux principaux scénarios pour la formation des planètes. Le modèle d'accrétion de cœur (Pollack et al. 1996) commence avec les poussières du disque qui forment des planétésimaux qui s'accrètent en cœur rocheux. Au delà d'une masse critique entre 10 et $15 M_{\oplus}$, si le disque contient encore du gaz, les cœurs rocheux accrètent ce gaz pour former les planètes massives (Ida & Lin 2004 ; Alibert et al. 2005). Couplés aux phénomènes de migration, les modèles forment des planètes en une dizaine de Myr, le temps de survie du disque. Mordasini et al. (2009) reproduisent la distribution actuelle des exoplanètes et prédisent un

grand nombre de planètes peu massives.

L'instabilité du disque forme des planètes par instabilité gravitationnelle du gaz et de la poussière (Boss 1997) et tend à former rapidement des planètes géantes gazeuses.

Basé sur les résultats observationnels, le modèle d'accrétion de cœur est pour l'instant favorisé. Néanmoins, les planètes géantes à plus de 20 UA de leurs étoiles détectées par imagerie seraient plus facilement formées par instabilité du disque. Pour comprendre quel processus de formation des planètes géantes explique le mieux la population détectée d'exoplanètes, on a besoin de plus de résultats observationnels. Dans les régions internes des systèmes, les planètes de type Neptune pourraient résulter de l'évaporation de l'atmosphère gazeuse des planètes géantes qui ont migré près de leur étoile (e.g. Lecavelier des Etangs 2004).

Objectifs de cette thèse

Au début de ma thèse, de grands projets guident mon implication dans la spectroscopie Doppler :

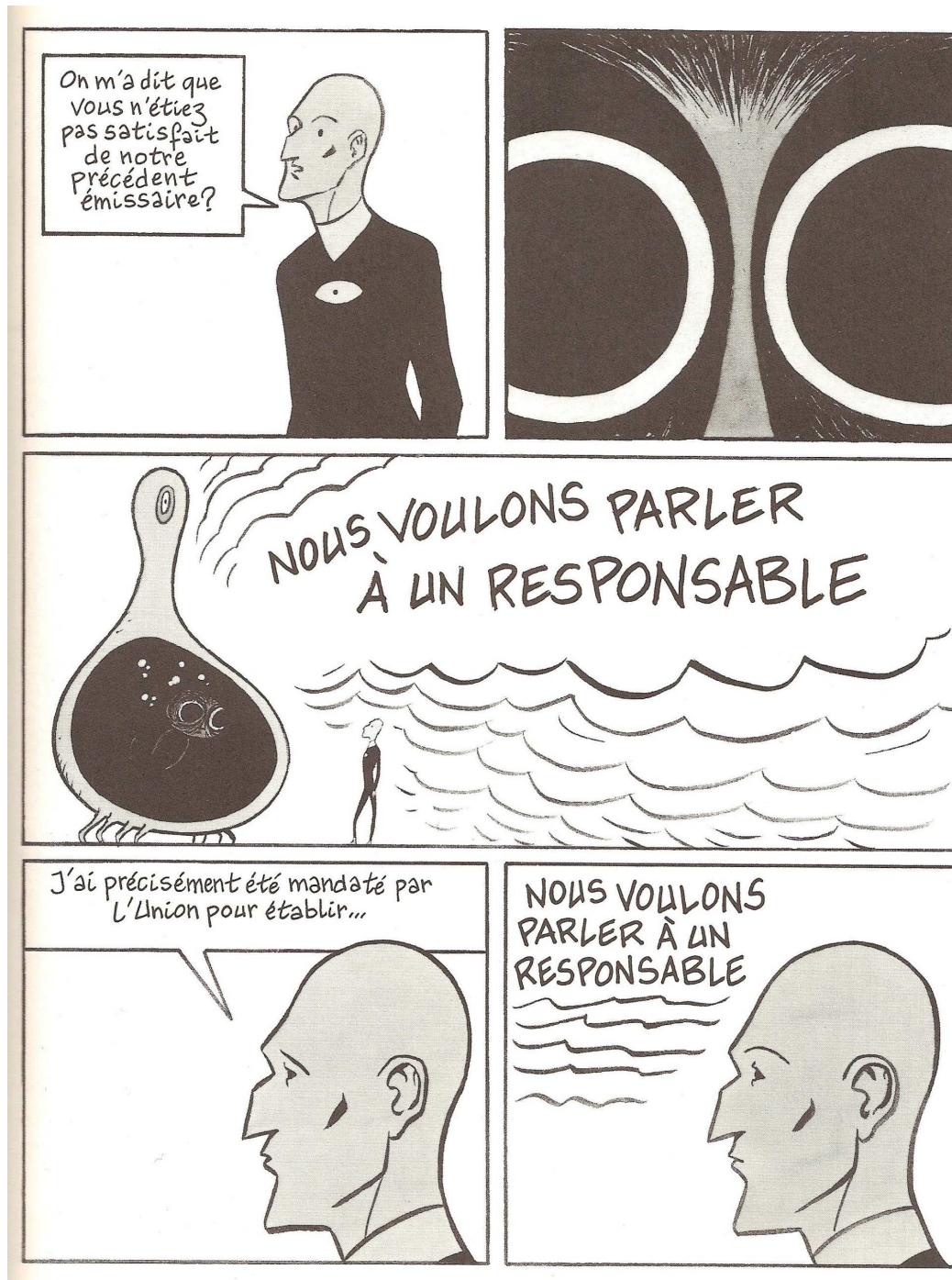
Le spectrographe SOPHIE, successeur d'ELODIE au télescope de 1m93 de l'OHP, est en fonctionnement depuis quelques mois. Des améliorations techniques et logicielles peuvent être apportées pour améliorer les performances de l'instrument.

On attend beaucoup d'objets à faibles masses par la théorie et par les premières réductions des données HARPS. Peu de planètes ont été trouvées dans ce domaine de masse et on a besoin de contraintes observationnelles pour caractériser la fréquence et l'origine de ces systèmes. Le programme de recherche de planètes de faible masse du Consortium SOPHIE a pour objectif de trouver ces planètes dans l'hémisphère Nord.

L'activité stellaire n'a pas encore posé de réel problème car les grands programmes de recherche de planètes en vitesses radiales s'en affranchissent en sélectionnant les étoiles non-actives. Mais avec l'avènement des projets spatiaux de recherche de transits (CoRoT et Kepler), les vitesses radiales peuvent avoir à suivre des étoiles actives. De plus, trouver des planètes autour des étoiles jeunes, qui sont actives, apporterait des informations essentielles pour les modèles de formation et d'évolution des exoplanètes.

De plus en plus d'objets sont trouvés en transit. On recherche activement ces exoplanètes qui permettent de nombreuses études complémentaires comme la caractérisation du transit en spectroscopie via l'effet Rossiter-MacLaughlin (RM) pour déterminer l'inclinaison de l'orbite par rapport à l'axe de rotation de l'étoile.

Tous ces travaux nécessitent d'identifier et de caractériser les causes des variations des mesures de vitesses radiales. Cette thèse s'organise autour de quatre chapitres. Le premier chapitre traite du travail que j'ai apporté dans la caractérisation et la résolution de limitations instrumentales ou du logiciel de traitement des données. Le deuxième chapitre porte sur la partie astrophysique de la limitation des mesures en vitesses radiales, et plus particulièrement sur la méthode que j'ai développée pour s'affranchir de l'activité stellaire. La troisième partie illustre mon travail au sein du Consortium SOPHIE pour la recherche de planètes. Enfin, la quatrième et dernière partie regroupe les différents travaux auxquels j'ai collaboré et qui s'articulent autour de l'outil de spectroscopie Doppler pour les planètes en transit.



Chapitre 1

Méthode instrumentale et précision en vitesse radiale

Sommaire

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | La mesure de vitesse radiale à haute précision | 17 |
| 1.2 | Le spectrographe SOPHIE | 22 |
| 1.3 | Améliorations de la réduction des données | 24 |
| | Présentation du logiciel | 24 |
| | Catalogue des raies de calibration | 25 |
| | Masques de corrélation | 25 |
| | Correction chromatique | 28 |
| | Nouvelle solution en longueur d'onde | 28 |
| | Estimation de la dérive entre deux calibrations | 29 |
| 1.4 | Jouvence de la bonnette pour SOPHIE | 29 |
| | Unité de calibration | 29 |
| | Correcteurs de dispersion atmosphériques | 32 |
| | Stabilité de l'illumination du spectrographe | 34 |
| | Article de conférence : <i>New technologies for probing the diversity of brown dwarfs and exoplanets</i> | 36 |
| 1.5 | Conclusion | 41 |

1.1 La mesure de vitesse radiale à haute précision

La méthode la plus efficace à ce jour pour détecter des exoplanètes est la méthode des vitesses radiales (VR), qui détecte le mouvement réflexe des étoiles en réponse aux planètes orbitant autour d'elles grâce aux décalages Doppler de leurs raies spectrales. La physique sous-jacente à la détection en VR dérive du problème à deux corps. La conservation de la quantité de mouvement requiert que lorsqu'une planète orbite autour de son étoile, cette dernière suive une orbite autour de leur centre de masse commun de plus petite taille et en opposition de phase. La composante du vecteur vitesse orbitale de l'étoile le long de la ligne de visée, la VR, peut être détectée en spectroscopie Doppler. Pour deux objets de masse m_1 et m_2 qui orbitent l'un autour de l'autre, la relation qui donne la VR $V_{r,1}$ de l'objet 1 en fonction de sa position sur l'orbite (l'angle d'anomalie vraie φ_1) est, en supposant une vitesse radiale γ pour le système étoile-planète :

$$V_{r,1} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{2\pi a_2 \sin i}{P\sqrt{1 - e^2}} [\cos(\varphi_1(t) + \omega) + e \cos \omega] + \gamma \quad (1.1)$$

On mesure la VR de l'étoile, que l'on prend comme objet 1, pour déterminer les paramètres de la planète, objet 2. On met alors la relation sous la forme :

$$V_r = \gamma + K [\cos(\varphi(t) + \omega) + e \cos \omega] \quad (1.2)$$

L'orbite d'une planète à partir des VR est déterminée par 6 paramètres : P , K , e , ω , T_0 et γ . La période orbitale P caractérise la période de variation des VR, le paramètre γ donne la VR du centre de masse du système, et le temps de passage au périastre, T_0 , fixe la phase de la courbe. Le paramètre K donne la semi-amplitude des variations de VR, la valeur pic-à-pic étant $2K$. La forme caractéristique d'une courbe de VR est déterminée par e et ω , respectivement l'excentricité de l'orbite et l'orientation du périastre avec la ligne de visée. On note que les orbites circulaires, pour lesquelles $e = 0$, n'ont pas de périastre défini. En négligeant la masse du compagnon devant la masse de l'étoile, la semi-amplitude K de la courbe des VR est reliée aux différents paramètres orbitaux et physiques du système par :

$$K_1 = \frac{28.4}{\sqrt{1-e^2}} \frac{m_2 \sin i}{M_{\text{Jup}}} \left(\frac{m_1}{M_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}}\right)^{-1/2} [\text{ms}^{-1}] \quad (1.3)$$

ou en fonction de la période, en utilisant la troisième loi de Képler :

$$K_1 = \frac{203}{\sqrt{1-e^2}} \frac{m_2 \sin i}{M_{\text{Jup}}} \left(\frac{m_1}{M_\odot}\right)^{-2/3} \left(\frac{P}{1 \text{ jour}}\right)^{-1/3} [\text{ms}^{-1}] \quad (1.4)$$

La masse de l'étoile m_1 est déterminée à partir de modèles stellaires et de données spectroscopiques. A partir de cette valeur et des paramètres de l'orbite, on peut mesurer $m_2 \sin i$, autrement dit la masse minimale du compagnon, car l'inclinaison i du système par rapport à la ligne de visée ne peut pas être déterminé par VR. Comme la plupart des exoplanètes ont été détectées par VR à ce jour, la statistique à propos des masses est donnée principalement à partir de masses minimales. Néanmoins, comme les orbites exoplanétaires doivent être distribuées isotropiquement cela ne doit pas avoir d'impact statistique quand on étudie un grand nombre de systèmes. On note que pour une distribution aléatoire, la valeur moyenne de $\sin i$ est de 0.79.

Les vitesses stellaires sont mesurées par le décalage Doppler-Fizeau des raies du spectre que l'on peut écrire :

$$V_r = c \times \frac{\lambda_m - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (1.5)$$

avec pour une même raie d'absorption, λ_m la longueur d'onde mesurée et λ_0 la longueur d'onde au repos. On suppose des vitesses non-relativistes le long de la ligne de visée, ce qui est une bonne approximation pour les étoiles de l'environnement solaire (erreur inférieure au mms^{-1} sur la mesure absolue de VR). La mesure du décalage Doppler pour détecter des planètes nécessite une grande précision ; par exemple une vitesse de $V = 12 \text{ ms}^{-1}$ (la semi-amplitude du signal induit par Jupiter sur le Soleil) entraîne un décalage de $\Delta\lambda = 0.12 \text{ mÅ}$ à $\lambda = 5000 \text{ Å}$, soit environ quelques centièmes seulement de la largeur de raie typique. Pour avoir le signal suffisant pour détecter ce décalage, on combine l'effet sur les raies stellaires avant de faire la mesure. Cette méthode est donc efficace sur des étoiles ayant un grand nombre de raies d'absorption dans leur spectre, ce qui est le cas des étoiles à partir des types spectraux F tardifs¹. La Figure 1.1 montre le nombre de raies disponibles pour la mesure Doppler sur 100 Å du spectre d'une étoile naine de type K2. L'information Doppler dans les spectres stellaires est principalement contenue dans les flancs des raies (Connes

¹Une autre méthode de corrélation que celle décrite ici avec un masque de corrélation est développée pour mesurer la VR sur les étoiles A et F (Galland 2006).

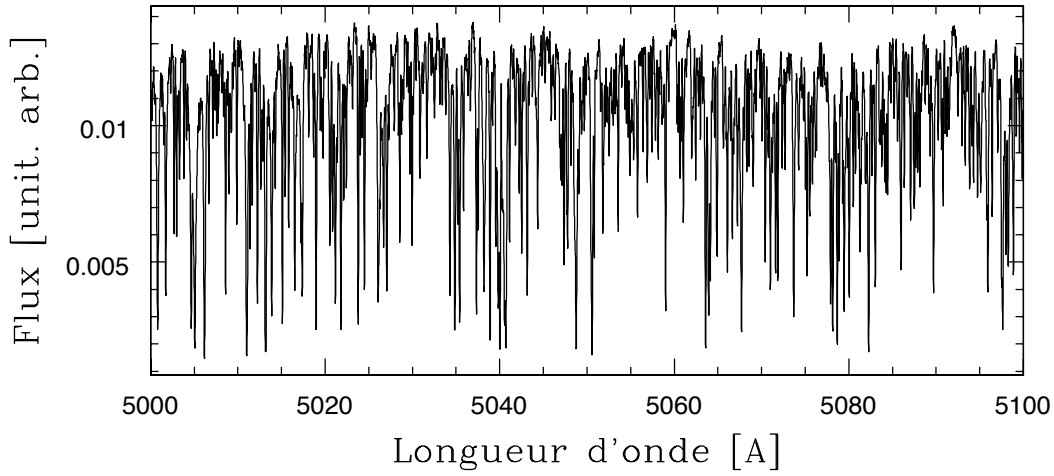


FIG. 1.1 – Extrait d'un spectre d'une étoile naine de type K2 observée avec SOPHIE en mode Haute Résolution.

1985 ; Bouchy et al. 2001) d'où l'on dérive l'erreur sur la mesure de VR (section 3.4). L'élargissement des raies par la vitesse de rotation de l'étoile fait que la recherche de planètes par cette méthode privilégie les rotateurs lents.

Par corrélation croisée dans l'espace des vitesses du spectre stellaire avec un masque, on obtient la mesure de la VR de l'étoile. Un masque est un spectre de raies numériques de valeurs 0 ou 1. Les valeurs 1 repèrent les positions et les largeurs des raies pour un type spectral donné à une vitesse nulle. Ces raies sont sélectionnées comme les plus fines et les plus contrastées qui ne se recouvrent pas pour des vitesses de rotations stellaires faibles ($\leq 10 \text{ km s}^{-1}$). La fonction de corrélation croisée (CCF) est construite telle que :

$$CCF(V_r) = \int S(\lambda) M(\lambda_{V_r}) d\lambda = \int S(\lambda) M(\lambda(1 + \frac{V_r}{c})) d\lambda \quad (1.6)$$

avec $S(\lambda)$, le spectre observé et $M(\lambda_{V_r})$ le masque numérique décalé de façon à reproduire l'effet Doppler-Fizeau à la vitesse V_r . Le calcul de cette fonction est illustré sur la Figure 1.2.

Le résultat est un profil de raie moyen des raies du spectre. Par la loi des grands nombres, la CCF est bien ajustée par une gaussienne dont le minimum donne la VR. Une description complète de la méthode de corrélation est faite par Baranne et al. (1996). Comme le masque ne correspond pas exactement au type spectral de l'étoile observée, la vitesse absolue de l'étoile est mesurée avec une incertitude supérieure à 100 m s^{-1} , mais la stabilité de l'instrument assure que les variations de cette vitesse sont mesurées avec une précision nettement supérieure. L'expérience montre que cette variation de VR relative mesurée ne dépend pas du masque utilisé. C'est pourquoi il n'est pas nécessaire d'avoir un masque pour chaque type spectral.

La mesure de VR se fait dans le référentiel lié au spectrographe. On transpose ces mesures dans le référentiel lié au barycentre du système solaire en calculant pour chaque observation la VR de la Terre par rapport au référentiel barycentrique, *Barycentric Earth Radial Velocity* (BERV) qui dépend du lieu et de la date de la pose, ainsi que des coordonnées de l'étoile observée. Le BERV oscille environ entre $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$. L'instrument est

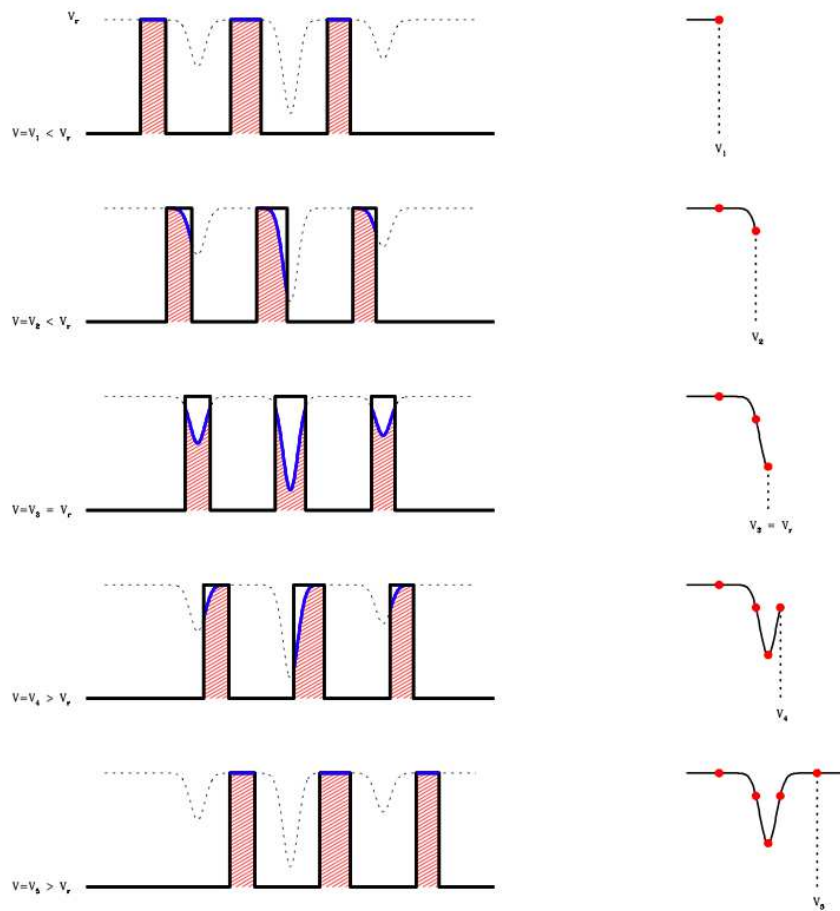


FIG. 1.2 – Calcul de la fonction de corrélation croisée (CCF) par la corrélation entre un masque binaire et le spectre stellaire. (Figure extraite de Melo 2001)

aussi une source de variation de VR. Par exemple, les variations de température et de pression changent l'indice de réfraction de l'air qui introduit un décalage en longueur d'onde des raies spectrales. Ces variations des paramètres de l'environnement extérieur entraînent aussi des flexions mécaniques du spectrographe, et plus précisément des dilatations des constituants matériels du spectrographe, les plus sensibles pour la VR étant les éléments dispersifs. On doit soustraire de la mesure de VR celle qui est due à la dérive du spectrographe.

Pour s'affranchir de la dérive du spectrographe, il existe deux méthodes principales. La première consiste à faire passer la lumière stellaire à travers une cuve contenant un composant qui a un grand nombre de raies d'absorption, la cellule à iode (Butler et al. 1996). Les longueurs d'onde de ces raies sont bien connues et permettent de calibrer le spectre stellaire en longueurs d'onde. Par ce biais, on s'affranchit de la dérive instrumentale puisque le spectre de la calibration est superposé au spectre stellaire. Aisée à mettre en place d'un point de vue technique, la difficulté de cette méthode vient de la déconvolution des différentes informations contenues dans un seul signal pour mesurer la VR de l'étoile. D'autre part, la cellule à iode n'est efficace que sur un petit domaine de longueur d'onde (5000-6000 Å) et absorbe une partie du flux stellaire. Cette méthode a montré une précision d'environ 2 ms^{-1} mais semble actuellement limitée à cette valeur. La seconde méthode s'appuie d'abord sur les fibres optiques pour stabiliser l'illumination du spectrographe, puis mesure la dérive de l'instrument avec une lampe de calibration au thorium-argon (Baranne et al. 1996). Cette lampe de calibration au thorium-argon possède un grand nombre de raies d'émission connues qui ont l'avantage de couvrir tout le domaine visible. La solution en longueur d'onde correspond à la solution analytique entre la position sur le CCD et la longueur d'onde. On calibre l'instrument soit en utilisant la même fibre que celle utilisée par l'étoile avant et/ou après la pose, soit en même temps que l'observation scientifique, avec une seconde fibre, en supposant que la dérive subie par la lumière dans les deux fibres est identique, ce qui s'avère empiriquement juste au niveau du ms^{-1} . En revanche, cette méthode nécessite que le spectrographe soit stabilisé en pression et en température. Cette méthode de calibration de la dérive instrumentale par une lampe de calibration au thorium-argon montre avec HARPS une stabilité inférieure au ms^{-1} .

Le spectrographe HARPS est à ce jour l'instrument le plus précis en VR et est la référence pour SOPHIE. HARPS est un spectrographe échelle à dispersion croisée installé au télescope de 3.6m à La Silla au Chili. Il est stabilisé en pression (pression toujours inférieure à 0.01mbar) et en température (stabilisée à 0.01 K). Son domaine d'observation couvre tout le domaine visible (3785 à 6915 Å) avec un pouvoir de résolution spectrale de 110 000. Depuis sa première lumière à l'automne 2003, il est utilisé à 73% pour des programmes d'exoplanétologie et a contribué à la découverte de nombreuses exoplanètes dont les moins massives connues à ce jour (e.g. Lovis et al. 2006, Mayor et al. 2009a,b). Il affiche à ce jour une précision de l'ordre de 60 cms^{-1} après plusieurs améliorations, tant techniques que logicielles, ou même dans la stratégie d'observation.

La découverte des planètes s'est faite grâce aux améliorations des spectrographes et des méthodes de calcul des VR à partir des spectres. L'identification des causes instrumentales et logicielles de bruit constitue un enjeu majeur. Une partie considérable de mon travail de thèse est orientée autour de l'instrument SOPHIE décrit dans la section suivante. La suite du chapitre est consacrée aux corrections que j'ai apportées dans la réduction des données de SOPHIE et dans la bonnette, qui est l'élément qui recueille le flux stellaire du télescope pour l'injecter dans les fibres optiques vers le spectrographe.

1.2 Le spectrographe SOPHIE

SOPHIE a succédé au spectrographe ELODIE au télescope d'1.93m de l'OHP. Ce dernier a permis la détection de la première exoplanète autour d'une étoile de type solaire en 1995. Après 12 années de service entre 1994 et 2006, plusieurs limitations ont été identifiées sur ELODIE : faible efficacité lumineuse, précision en VR limitée ($\sim 10 \text{ ms}^{-1}$), lumière parasite, résolution spectrale limitée ($R = 40\,000$). SOPHIE est conçu pour atteindre une précision d'environ 2 ms^{-1} avec des améliorations par rapport à ELODIE en profitant des connaissances acquises par la construction de HARPS. SOPHIE a été développé par le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, l'OHP et l'Observatoire de Genève. Ses principaux objectifs scientifiques sont la recherche d'exoplanètes et l'astérosismologie (SOPHIE = Spectrographe pour l'Observation des Phénomènes des Intérieurs stellaires et des Exoplanètes). Ce spectrographe à haute-résolution est offert à la communauté depuis octobre 2006. Les programmes de recherche de planètes du Consortium Exoplanètes SOPHIE, décrits dans le troisième chapitre de cette thèse, profitent de l'amélioration de l'efficacité optique pour poursuivre et étendre en magnitude les échantillons d'étoiles observées avec ELODIE.

L'instrument est alimenté par deux fibres optiques, séparées de 1.86 minutes d'angle, permettant de recueillir d'une part le flux de l'étoile ciblée et d'autre part le flux lumineux provenant du ciel ou celui d'une lampe de calibration en longueur d'onde. La Figure 1.3 montre comment les ordres provenant de chaque fibre sont alternés sur le détecteur CCD. L'acceptance des fibres sur le ciel est de 3 secondes d'angle pour $100 \mu\text{m}$ de diamètre. SOPHIE a deux modes d'utilisation : un à haute résolution (HR) où le pouvoir de résolution spectrale est de $\lambda/\Delta\lambda = 75\,000$ et un mode à haute efficacité (HE) où $\lambda/\Delta\lambda = 40\,000$. Chaque mode dispose des deux paires de fibres (Figure 1.4). Une fente de $40 \mu\text{m}$ en sortie de fibres du mode HR (c'est-à-dire à l'entrée du spectrographe) permet d'atteindre la résolution spectrale annoncée. De plus, ces fibres HR sont couplées à un double brouilleur qui permet d'augmenter leur brouillage pour stabiliser l'illumination du spectrographe et améliorer la précision en VR. Ces deux spécificités du mode HR induisent une perte de flux qui fait que le mode HE est utilisé pour les sources de magnitude élevée. Le rendement calculé du spectrographe est d'environ 4% pour le mode HR et de 8% pour le mode HE en prenant en compte l'efficacité du CCD, du spectrographe, des fibres, des éléments de la bonnette, du télescope et de l'atmosphère à l'OHP. Cela se traduit par un signal sur bruit (S/B) par pixel à 5500 \AA égal à 70 en HR et à plus de 100 en HE pour une étoile de magnitude 8 en 5 minutes de pose (Figure 1.5).

Le spectrographe est installé dans un caisson isotherme à la température et à l'humidité contrôlées. Les éléments disperseurs (réseau échelle et prisme) sont placés dans une cuve étanche à volume constant, fermé par la lame de Schmidt, de façon à maintenir une pression constante et donc, un même indice de réfraction de l'air. A l'intérieur de cette enceinte, la température est stable à $\pm 0.01^\circ$ et la pression à $\pm 0.05 \text{ mbar}$.

Trente-neuf ordres sont extraits depuis le CCD couvrant le domaine spectral de 3870 à 6940 \AA . Le domaine spectral couvert pour chaque ordre est d'environ 100 \AA et se recoupe aux ordres adjacents. A 5500 \AA la résolution en HR donne une taille de pixel de 0.0275 \AA . Si l'on cherche à caractériser des variations de VR d'amplitude de 10 ms^{-1} , soit à cette longueur d'onde un déplacement Doppler d'environ 0.10 m\AA , cela demande de pouvoir détecter un changement de position des raies d' $1/300$ ème de pixel. Cette grandeur montre la difficulté d'une mesure précise en VR.

Une description complète de l'instrument est faite par Perruchot et al. (2008).

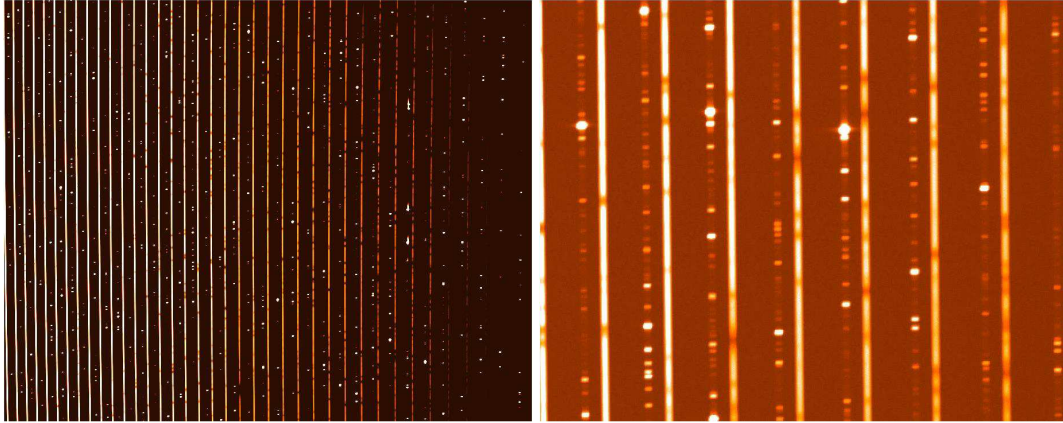


FIG. 1.3 – *A gauche* : Image brute des 39 ordres de SOPHIE projetés sur le CCD pour une observation d’une étoile en mode thorium simultané. Les ordres du spectre stellaire sont alternés avec ceux de la lampe de calibration. La distance entre chaque ordre varie d’environ 33 pixels du côté rouge à 70 pixels du côté bleu. *A droite* : Agrandissement d’une partie de cette image brute. On distingue bien d’une part les raies d’absorption du spectre continu de l’étoile et d’autre part les raies d’émission de la lampe de calibration au thorium. La distance entre les mêmes ordres de chaque fibre est d’environ 17 pixels sur tout le spectre.

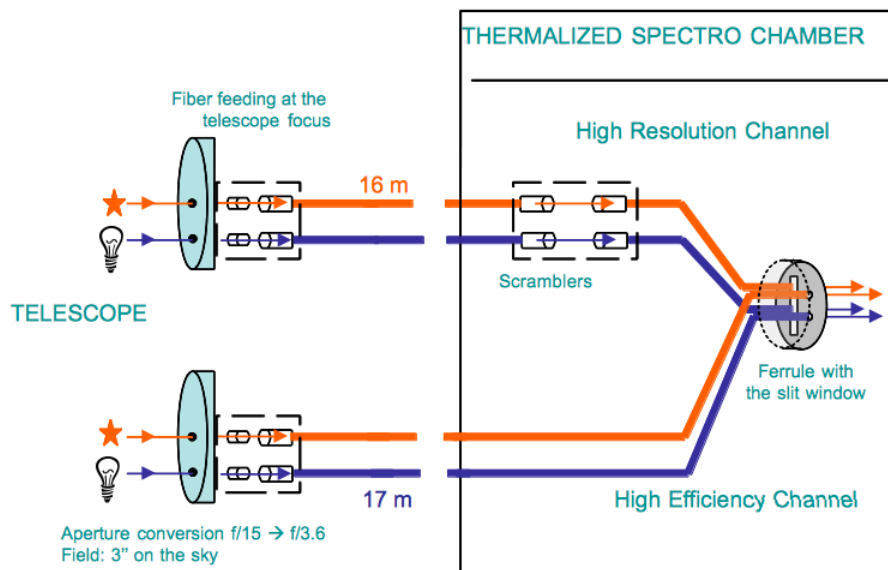


FIG. 1.4 – Schéma des deux paires de fibres SOPHIE. Figure de Perruchot et al. (2008)

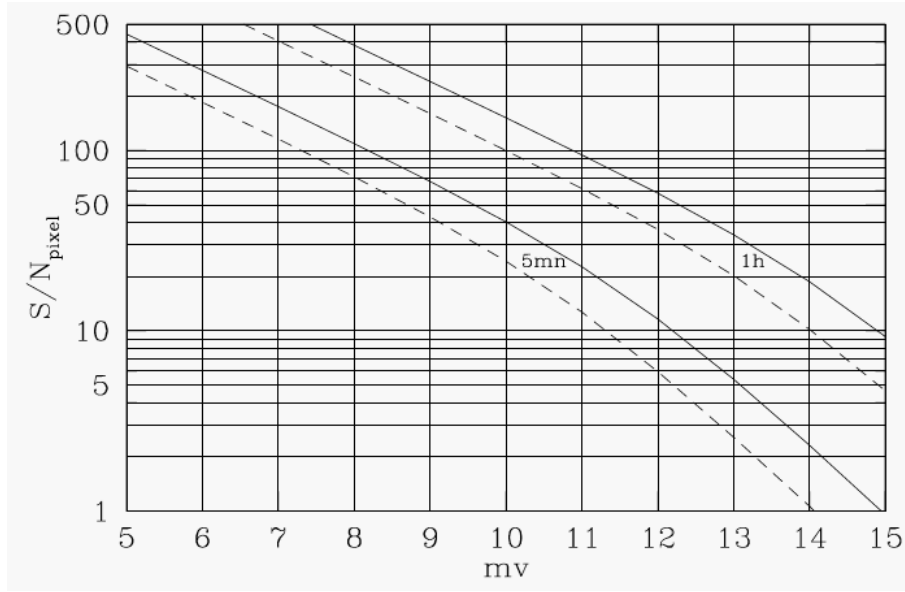


FIG. 1.5 – S/B par pixel attendu à 5500 Å pour SOPHIE en fonction de la magnitude de la cible. La courbe pleine donne les valeurs attendues en mode HE et la courbe en pointillé, celles attendues pour le mode HR. Figure extraite de Bouchy et al. (2006).

Le spectrographe SOPHIE a permis de nombreux résultats scientifiques : dans le suivi des transits photométriques des études WASP, HAT et CoRoT pour établir le caractère planétaire des candidats (respectivement, e.g. Cameron et al. 2007 ; Bakos et al. 2007 ; Bouchy et al. 2008), en astérosismologie (Mosser et al. 2008), dans la dynamique des étoiles binaires (Albrecht et al. 2009) et dans la recherche (e.g. **Bouchy et al. 2009b [7]** ; **Hébrard et al. 2010a [9]** ; **Boisse et al. 2010b [11]**²) et la caractérisation (e.g. **Moutou et al. 2009 [5]** ; **Pont et al. 2009 [6]** ; **Hébrard et al. 2010b [12]**) des planètes extrasolaires.

1.3 Améliorations de la réduction des données

Présentation du logiciel

SOPHIE possède un système de réduction automatique des données *Data Reduction Software* (DRS) qui permet d’avoir la mesure de la VR de l’étoile quelques secondes après la fin de l’observation au télescope. Ce système est adapté de celui implémenté sur HARPS. Il corrige du *noir*, de la *plage de lumière uniforme* et des rayons cosmiques. Il repère les 39 ordres et les garde en mémoire dans un fichier FITS à deux dimensions. Il raccorde les ordres entre eux et calcule un spectre à une dimension. Le système permet aussi de traiter automatiquement les spectres de la lampe de calibration pour établir la relation de dispersion du spectrographe. Il calcule la CCF pour la fibre stellaire et pour le fond de ciel, ajuste une gaussienne pour mesurer la VR et calcule l’erreur sur cette mesure. Il corrige la VR de la vitesse barycentrique et de la dispersion du spectrographe. Il conserve les informations importantes dans des mots clefs dans les entêtes des fichiers FITS.

Une amélioration de la réduction des données peut permettre d’atteindre une meilleure précision en VR, par exemple en choisissant des paramètres judicieux ou en appliquant des corrections logicielles à des effets instrumentaux. Par exemple, l’inefficacité de transfert de

²Les articles faisant partie de ma liste de publications sont accompagnés d’un numéro et référencés en Annexe.

charge du détecteur CCD est une perte des charges lors de la lecture du détecteur. L'amplitude de cet effet dépend du niveau de flux dans les pixels. Observationnellement, cela correspond à une déformation des raies spectrales induisant un décalage systématique des VR. L'effet est caractérisé par une corrélation entre la VR mesurée et le S/B de la pose pour une même étoile. Cette corrélation s'observe pour de faibles S/B (≤ 60 par pixel). Cet effet a été décrit pour le détecteur CCD du Hubble Space Telescope (HST) soumis à un fort taux d'impact de rayons cosmiques et solaires (Goudfrooij et al. 2006). Les auteurs proposent une correction par logiciel qui permet de calculer le niveau de flux initial. Nous avons adapté cette correction pour SOPHIE (Bouchy et al. 2009a [A]). Un autre exemple de correction est celle de la Lune qui peut se faire lorsque la deuxième fibre enregistre le fond de ciel simultanément à la pose stellaire. L'acceptance des fibres de 3" sur le ciel a le défaut de laisser entrer beaucoup de flux provenant du ciel et d'induire une forte contamination des spectres stellaires par le spectre du Soleil réfléchi par la Lune. La seconde fibre permet d'estimer le flux du fond de ciel que l'on suppose être identique à celui reçu dans la voie A mélangé au flux stellaire. La correction permet de soustraire l'effet de la Lune en ôtant astucieusement la CCF du fond du ciel de celle de l'étoile observée.

Dès 2008, j'ai contribué à l'amélioration de modules de la DRS dont certains ont été implémentés auparavant sur HARPS (Lovis 2007). Pour être effectives ces améliorations réclament ensuite une nouvelle analyse de toute la base de données de façon à refaire toute la mesure de VR, de l'extraction des ordres à partir des images brutes au calcul de la CCF.

Catalogue des raies de calibration

Les lampes de calibration au thorium-argon ont une durée de vie limitée durant laquelle l'intensité et la position des raies évoluent. On observe sur la Figure 1.6, le flux émis par deux raies des lampes pendant trois années d'observations SOPHIE. Le flux de ces raies augmente progressivement suivi d'une brusque chute qui correspond à l'arrêt de fonctionnement de la lampe. Il y a eu plusieurs changements de lampe depuis le début de SOPHIE.

Les positions théoriques des raies de l'argon et du thorium sont issues d'un catalogue de raies de calibration auquel se réfère le logiciel pour calculer la solution en longueur d'onde. On ne doit pas prendre en compte les raies de l'argon car celles-ci dérivent lentement avec le temps, du fait des changements de pression à l'intérieur de la lampe.

En Figure 1.7 à gauche, on montre des séquences d'observation sur des étoiles stables en VR avant et après une mort et un changement de lampe. Le fait de soustraire ces raies de l'argon du catalogue de référence permet de réduire à environ 10 ms^{-1} un saut en VR pouvant aller jusqu'à 150 ms^{-1} avant la correction. Pour les étoiles mesurées pendant ces périodes critiques de changements de lampes, l'apport peut être de plusieurs dizaines de ms^{-1} sur la dispersion des mesures de VR. Pour les autres, l'apport est inférieur au ms^{-1} . Au niveau de précision de SOPHIE, on ne distingue pas l'effet à long terme de vieillissement des lampes.

On voit que l'évolution et le changement de lampe peuvent conduire à un manque de stabilité à longue période de la mesure de VR. Dans l'avenir, on souhaite mettre en place une solution alternative en utilisant simultanément deux lampes de calibration ce qui permet de tenir une lampe en l'état pour la stabilité à long terme à l'instar de ce qui s'est fait sur HARPS (cf. section 1.4).

Masques de corrélation

Les masques de corrélation sont des fichiers de raies sélectionnées (cf. section 1.1) d'un type stellaire déterminé. Il existe sur SOPHIE quatre masques : un de type F0 adapté aux

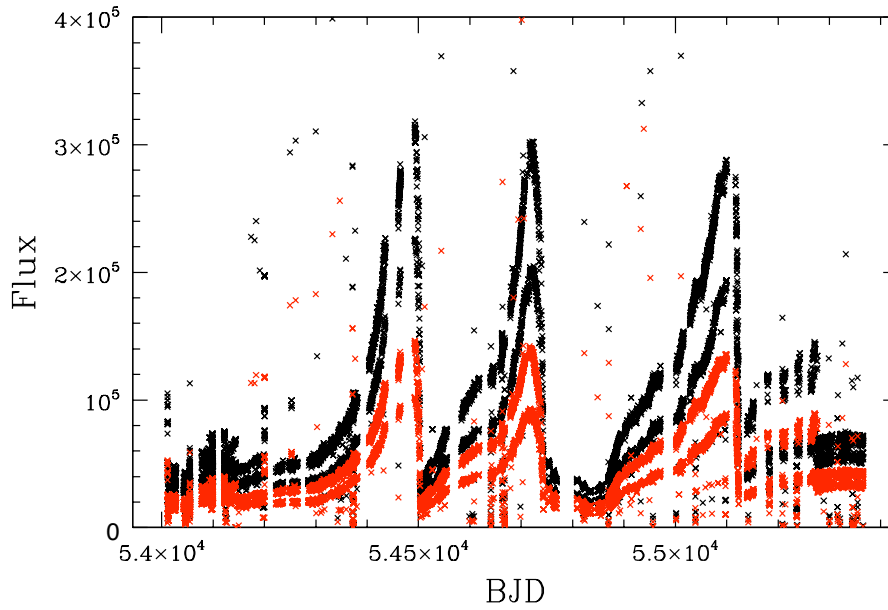


FIG. 1.6 – Flux de deux raies (rouge et noir) de la lampe de calibration. La différence de flux pour une même raie vient des modes HE et HR (plus de flux en HE).

étoiles chaudes, un masque M5 pour les étoiles froides, et deux pour les étoiles de type solaire G2 et K5. Ces derniers sont des copies des masques de HARPS. Chaque masque est un fichier à trois colonnes, respectivement, la longueur d'onde de début et de fin de raie et un poids qui lui est associé. Ce poids est donné à partir de la profondeur relative des raies (Pepe et al. 2002).

En traversant l'atmosphère terrestre, le flux stellaire est absorbé à certaines longueurs d'onde par les composants atmosphériques, principalement O_2 , CO_2 et H_2O . Ce sont les raies telluriques, ou atmosphériques, observables dans la partie rouge du spectre visible. On les visualise facilement dans le spectre d'une étoile chaude contenant peu de raies stellaires (Figure 1.8). Il ne faut pas prendre en compte dans le calcul de la CCF les raies stellaires qui pourraient être déformées par ces raies telluriques. Les raies atmosphériques sont assez stables (e.g. Figueira et al. 2010b) tandis que les étoiles observées dans nos échantillons ont des VR de $\pm 300 \text{ km s}^{-1}$ auxquelles s'ajoutent les variations du BERV de $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$. J'ai donc repéré les positions des raies telluriques à partir de l'observation du spectre d'une étoile chaude et j'ai enlevé de la liste des raies du masque celles qui sont à la longueur d'onde des raies telluriques à $\pm 330 \text{ km s}^{-1}$.

Les spectres sont également pollués par des raies d'émission de l'éclairage public dans l'environnement de l'OHP. On le voit dans le spectre d'une étoile de grande magnitude observée avec un long temps de pose (Figure 1.9). Ces raies repérées, les raies stellaires proches à $\pm 330 \text{ km s}^{-1}$ sont ôtées des masques de corrélation.

Au final, j'ai ôté moins de 2% des raies des masques G2 et K5. Il reste 3625 raies dans le masque G2 et 5129 raies dans le masque K5. Après le même travail où on soustrait 4% des raies, le masque F0 résultant contient 2953 raies. Le masque M5 a été repris par X. Delfosse, responsable du programme de recherche de planètes autour des naines M dans le Consortium SOPHIE. On pourrait encore améliorer ces masques de corrélation en les adaptant au pouvoir de résolution de SOPHIE car certaines raies résolues pour HARPS ne doivent pas l'être pour SOPHIE. Enlever ces raies contribuerait à améliorer la précision en VR d'une valeur inférieure au ms^{-1} , ce n'est pas donc pas une priorité pour la précision en

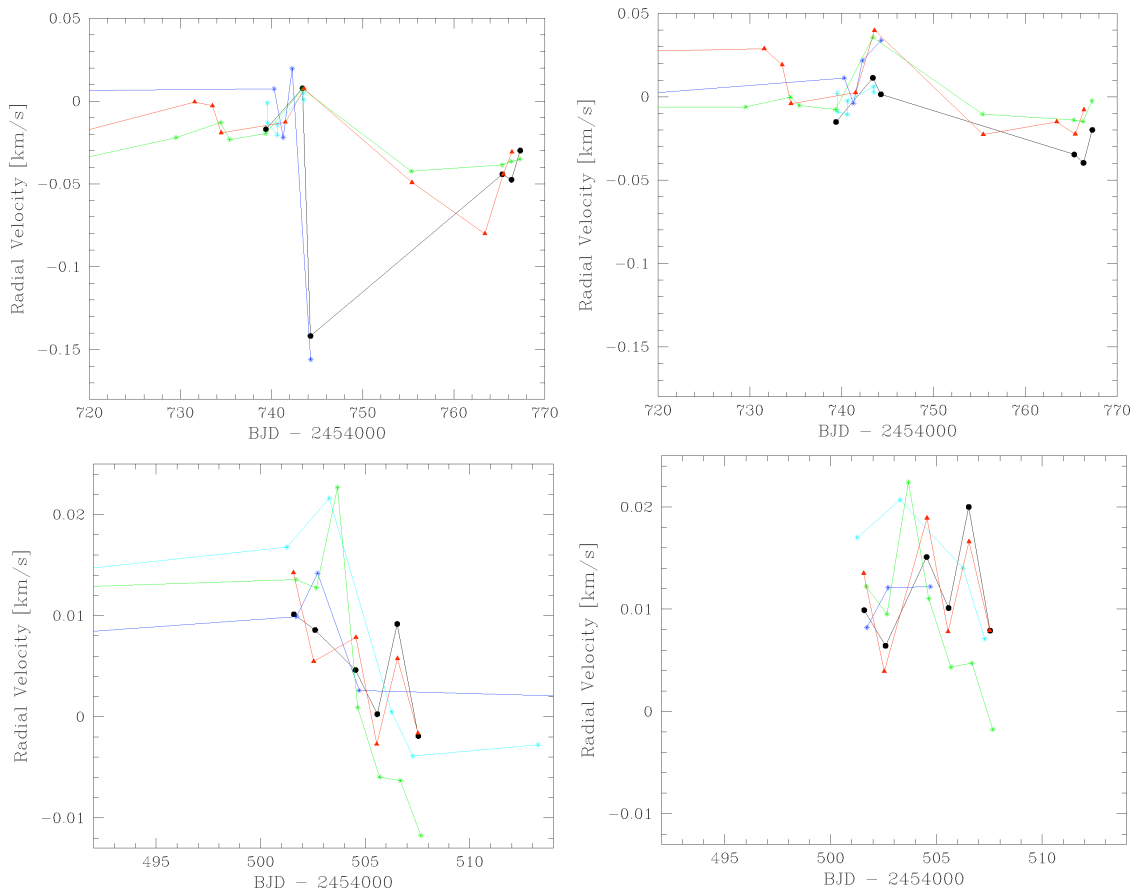


FIG. 1.7 – Correction de l'effet de VR induit par le changement de lampe. *En haut* : Mesure de VR de plusieurs étoiles autour de la mort d'une lampe de calibration avant (à gauche) et après la correction (à droite) du catalogue de raies pour la solution en longueur d'onde. *En bas* : Une illustration équivalente pour la mort d'une autre lampe.

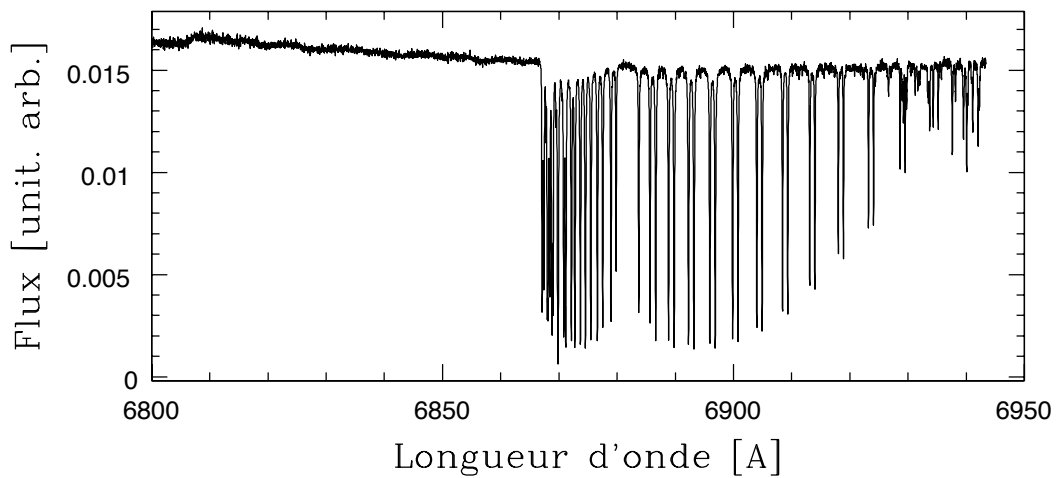


FIG. 1.8 – Extrait d'un spectre d'étoile chaude de type A2 observée avec SOPHIE où très peu de raies stellaires sont présentes. Les raies observables sur cette figure à partir de 6800 Å sont des raies telluriques, ici dues à l'O₂ et H₂O de l'atmosphère terrestre.

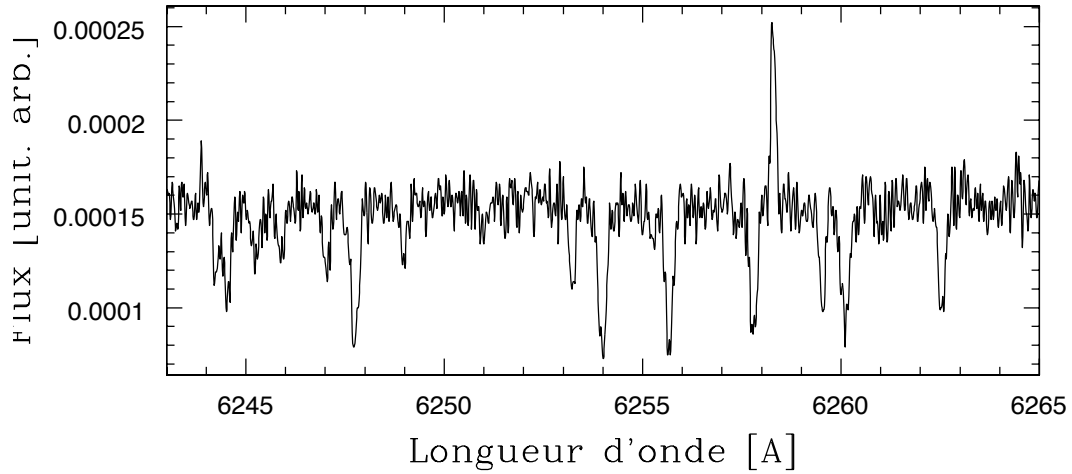


FIG. 1.9 – Extrait d'un spectre d'une étoile CoRoT de magnitude élevée où le temps de pose est égal à une heure. On voit une raie en émission due à l'éclairage public dans le voisinage proche de l'OHP.

VR de SOPHIE, car en prenant en compte moins de raies on induit une perte en S/B.

Correction chromatique

La CCF correspond à l'équivalent d'une somme moyenne de raies du spectre. Si le rapport de flux entre les zones de longueur d'onde du spectre change d'une pose à l'autre pour une même étoile, le poids des raies de chaque zone dans la CCF va varier. Or chaque raie a une vitesse qui dépend de son lieu de formation dans la photosphère. Pour avoir une VR stable, on choisit de fixer le niveau de flux émis en fonction de la longueur d'onde pour chaque type stellaire de façon à fixer le poids de chaque raie dans la CCF. On calibre ce niveau de continuum avec une bibliothèque de spectres à haut S/B pour différents types spectraux stellaires de F à K. L'atmosphère a un impact sur la distribution du flux stellaire (dispersion, absorption). Comme les correcteurs de réfraction atmosphériques ont été mal positionnés pendant un temps, on choisit pour références uniquement des spectres mesurés avec l'étoile au zénith (masse d'air égale à 1) pour lesquels l'impact atmosphérique est minimal.

Le logiciel développé pour corriger cet effet compare et corrige la distribution en flux dans le spectre mesuré avec la distribution attendue pour une étoile du même type spectral. Cette correction a été mise en place sur HARPS et a montré une amélioration de la dispersion des VR inférieure au ms^{-1} (Lovis 2007). Sur SOPHIE, on a effectué des tests mais on ne sait pas si l'apport inférieur au ms^{-1} est statistique ou réel. Nous avons donc choisi de ne pas implémenter cette correction en attendant la résolution des effets instrumentaux prédominants dans la dispersion des VR comme le mauvais positionnement des correcteurs associé au problème de seeing.

Nouvelle solution en longueur d'onde

Etant responsable de la re-réduction des données à l'IAP, lorsque j'ai appliqué les améliorations de la DRS sur la base de données, j'ai remarqué qu'un grand nombre de calibrations en HE était rejetées. On a d'abord pensé que le fait d'enlever de la liste des raies de calibration les raies fortes de l'argon avait déstabilisé la solution en HE où la résolution est plus faible. En moyenne, les raies ont une largeur de 2.64 pixels en mode HR et de 4.98

pixels en mode HE. Il y a donc moins de raies séparées dans la solution en HE, donc moins de raies utilisables pour la calibration en longueur d'onde.

Sur SOPHIE une nouvelle méthode est en cours de mise au point pour mesurer la calibration en longueur d'onde à partir des raies de la lampe de calibration au thorium. Cette méthode a été développée par C. Lovis sur HARPS (Lovis & Pepe 2007). Alors que l'ancienne méthode ajustait toutes les raies du catalogue par une gaussienne, la nouvelle méthode consiste à ajuster plusieurs gaussiennes simultanément si les raies se superposent.

Après une détection automatique, on doit sélectionner à la main les raies utilisables pour la calibration en longueur d'onde afin de constituer un nouveau catalogue de référence. Toutes les raies de l'argon ou les raies qui se recoupent avec celles de l'argon sont rejetées. Ce nouveau catalogue de raies est ensuite utilisé pour faire la calibration en longueur d'onde. Ce travail que j'ai initié pour SOPHIE a ensuite été repris depuis septembre 2009 par R. Díaz qui a rejoint notre équipe en tant que chercheur post-doctorant. Cette nouvelle solution en longueur d'onde va être prochainement implémentée dans la DRS. A partir de tests faits sur des étoiles observées, l'apport en précision de ce changement est inférieur au ms^{-1} .

Estimation de la dérive entre deux calibrations

Une calibration en longueur d'onde est faite environ toutes les deux heures pour suivre la dérive de l'instrument. Celle-ci est de l'ordre de 3 ms^{-1} en deux heures. On peut interpoler la valeur de cette dérive pour chaque mesure faite entre ces deux calibrations. On utilise une interpolation linéaire. En supposant que la dérive dans la voie A et dans la voie B sont équivalentes, on mesure l'efficacité de cette méthode en comparant le résultat obtenu pour les poses qui sont faites en thorium simultanément pour lesquelles on dispose d'une mesure de la dérive réelle du spectrographe. Cette comparaison montre que l'interpolation linéaire permet de suivre la dérive du spectrographe à moins de 1.5 ms^{-1} et de s'affranchir de cette erreur pour les mesures faites sans calibration simultanée.

1.4 Jouvence de la bonnette pour SOPHIE

La bonnette utilisée pour SOPHIE provient de l'instrument précédent : ELODIE. SOPHIE avec une bien meilleure précision en VR montre que la plupart de ses limitations sont dues à des éléments constitutifs de la bonnette. Celle-ci recueille la lumière du spectrographe pour l'injecter dans les fibres. On y trouve aussi les lampes de calibration, les miroirs, l'atténuateur de densité, les correcteurs de réfractions, les chariots de fibres permettant de sélectionner entre les fibres HR et les fibres HE, la caméra de guidage, l'obturateur, le masquage des fibres,...(Figure 1.10, 1.11). Dès la mise en service de SOPHIE, la nécessité d'améliorer ou de changer la bonnette avaient été soulevés. Malheureusement, il a fallu attendre l'identification d'effets de vitesse importants pour projeter une jouvence de la bonnette au début de l'année 2009. Le choix a été fait de remplacer des éléments par modules plutôt que de faire une nouvelle bonnette.

Unité de calibration

On a vu que les lampes de calibration ont une durée de vie limitée. L'évolution des raies émises au cours du temps et le raccordement des lampes sont susceptibles d'entraîner une variation de la VR. Le choix instrumental est de faire une platine identique à celle de HARPS. Celle-ci sera déportée en dehors de la coupole pour ne plus être soumise aux variations de température. D'autre part, l'idée est d'avoir plusieurs entrées de fibres pour

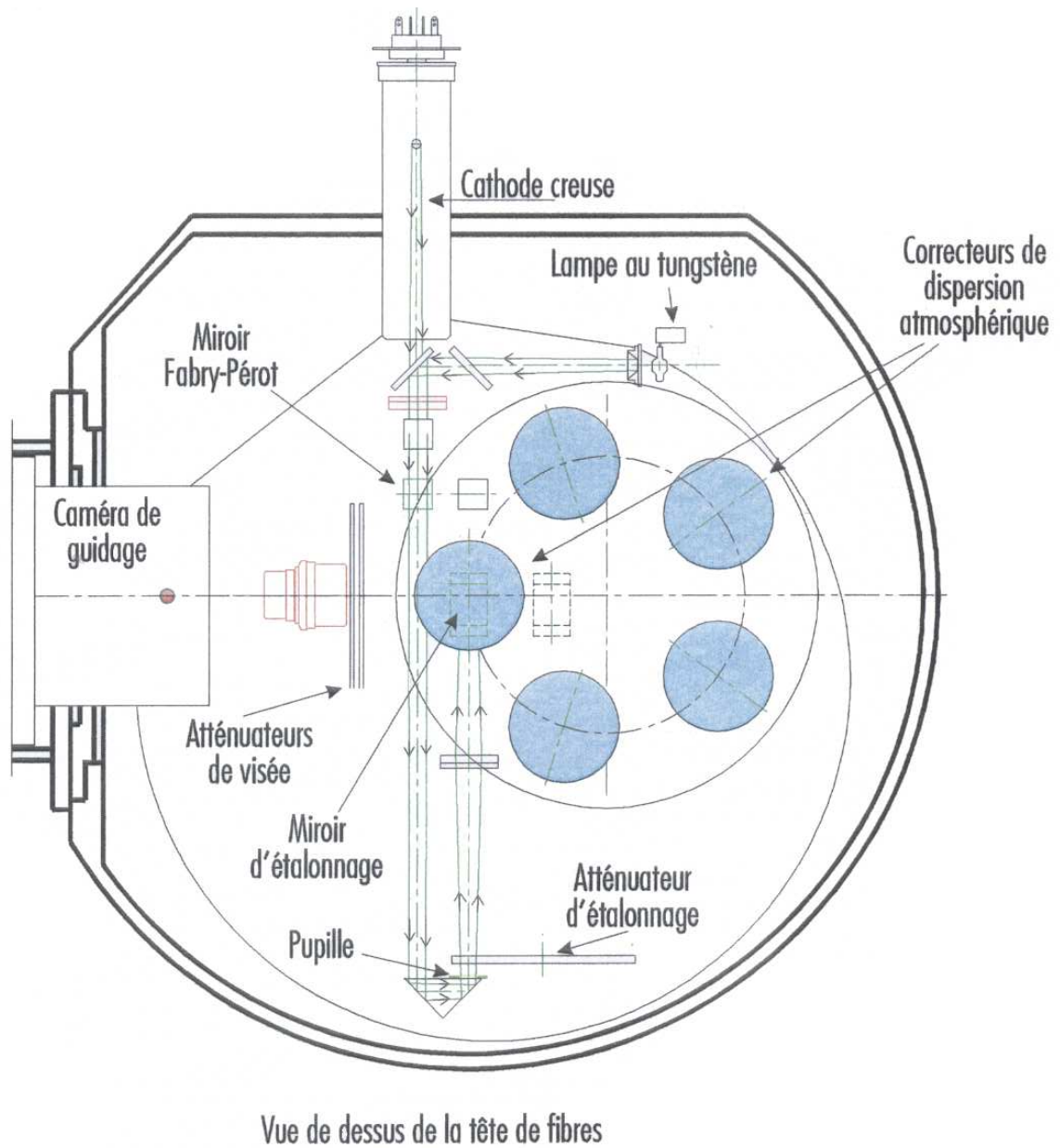


FIG. 1.10 – Schéma de la bonnette vue de dessus.

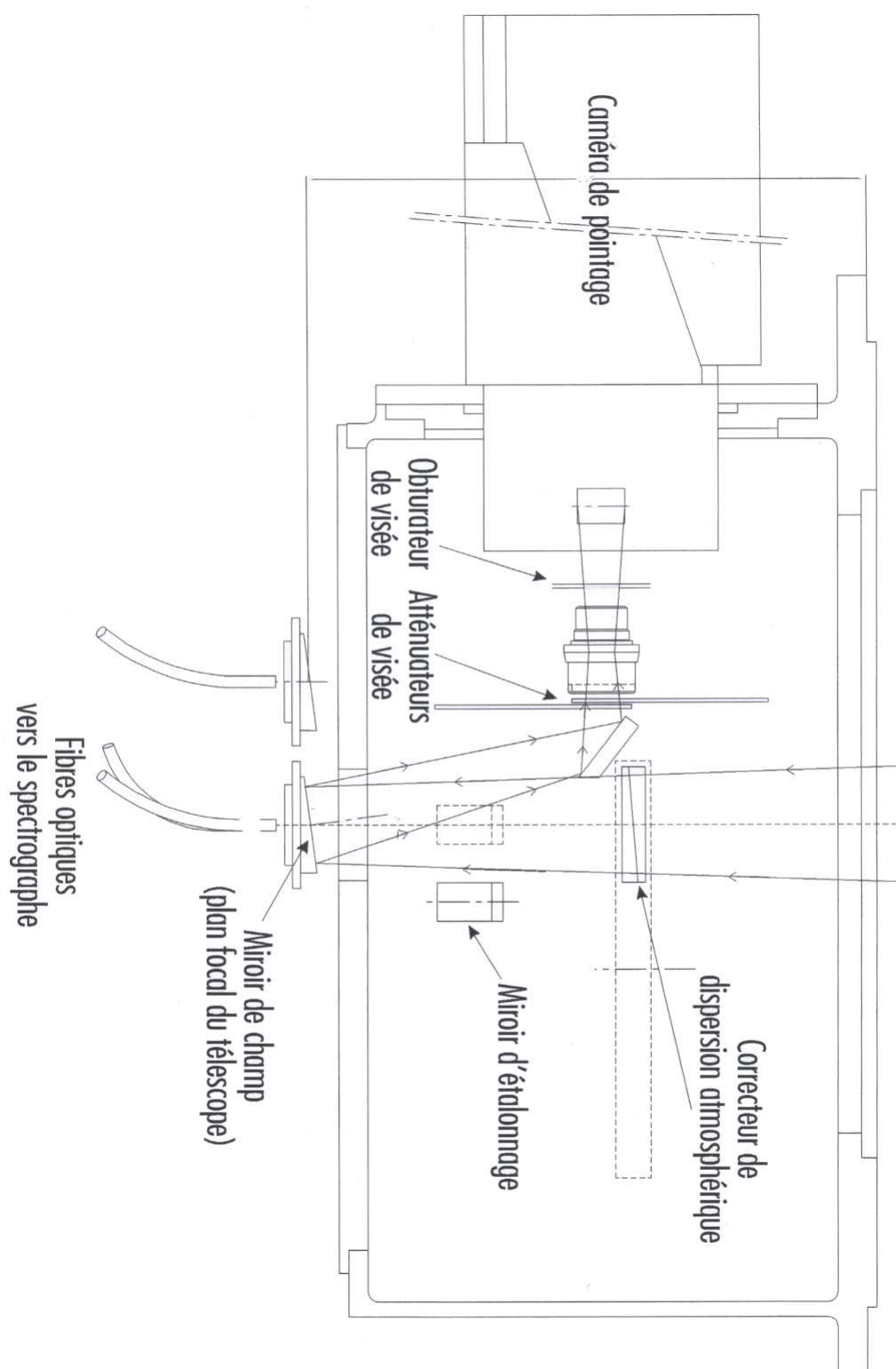


FIG. 1.11 – Schéma de la bonnette vue de côté avec le chemin lumineux suivi par le flux stellaire recueilli par le télescope.

TAB. 1.1 – Domaine d’application des correcteurs de dispersion atmosphérique de la bonnette SOPHIE en terme de masse d’air.

| Correcteur | Masse d’air |
|------------|--------------------------------|
| 1 | 1.0 - 1.02 (pas de correction) |
| 2 | 1.02 - 1.15 |
| 3 | 1.15 - 1.39 |
| 4 | 1.39 - 1.70 |
| 5 | 1.70 - 2.13 |

disposer de plusieurs lampes et pour faire des tests avec d’autres calibrateurs, comme par exemple un Fabry-Pérot. On disposera d’au moins deux lampes de calibration, une pour le long terme (utilisée une fois par nuit), l’autre pour le court terme (qui se réfère à la première, puis sert de référence pour la nuit).

Correcteurs de dispersion atmosphériques

Les correcteurs ou ADC (= atmospheric dispersion compensator) sont des biprismes utilisés pour corriger de la dispersion de l’atmosphère. Cette réfraction atmosphérique dépend de l’indice de l’air qui varie en fonction de la longueur d’onde, le bleu étant plus réfracté que le rouge. Les correcteurs doivent refocaliser les flux rouges et bleus dispersés par l’atmosphère terrestre. Pour cela les prismes doivent être orientés selon l’axe de dispersion. La réfraction différentielle de l’atmosphère s’effectue dans un sens perpendiculaire à l’horizon. L’angle d’orientation des arrêtes des prismes par rapport à l’axe de déclinaison est l’angle parallactique qui permet une bonne correction. Si l’étoile est au méridien cet angle sera égal à 0° ou 180° puis cette valeur évolue avec la distance de l’objet au méridien.

Les correcteurs utilisés dans la bonnette ELODIE sont à pas discrets. On en compte cinq dont le domaine d’application en fonction de l’angle avec la verticale du lieu, ici compté en masse d’air, est donné dans la table 1.1. La masse d’air est calculé comme l’inverse du cosinus de l’angle entre le zénith et la direction de l’étoile. Au-delà d’une masse d’air de 2.13, la correction des ADC n’est plus suffisante. On note que les correcteurs ne peuvent pas corriger l’effet de l’absorption de l’atmosphère terrestre qui affecte plus le bleu du spectre que le rouge.

On remarque un changement du rapport de flux rouge/bleu en fonction du correcteur utilisé pour des séquences d’observation continue où l’étoile est mesurée toute la nuit alors que sa position évolue dans le ciel (typiquement, un transit spectroscopique ou une séquence d’astérosismologie). Dans la Figure 1.12, on voit l’évolution de ce rapport au cours d’une séquence d’astérosismologie. Les différentes couleurs illustrent les changements de correcteurs. On s’attend à ce que ce rapport de flux diminue avec la distance de l’objet au méridien à cause de l’absorption atmosphérique. Si les correcteurs étaient bien orientés, les rapports de flux devraient se recouvrir en passant d’un correcteur à l’autre. Après de nombreuses vérifications, je n’ai rien trouvé de problématique provenant des calculs de l’angle et du logiciel. Il fut donc décidé d’ouvrir la bonnette pour examiner ces correcteurs.

La roue à filtre est illustrée dans la Figure 1.10. Elle tourne pour sélectionner le bon filtre à travers lequel passe le flux stellaire recueilli par le télescope (Figure 1.11). Puis ce filtre tourne sur lui-même pour s’orienter selon l’angle parallactique. L’examen manuel a montré que ces correcteurs se déplaçaient dans leurs socles. Au cours des nuits et des mouvements du télescope et de la roue, ceux-ci se sont lentement déplacés de leur position de référence. J’ai supervisé avec les techniciens le démontage de ces filtres et leur repositionne-

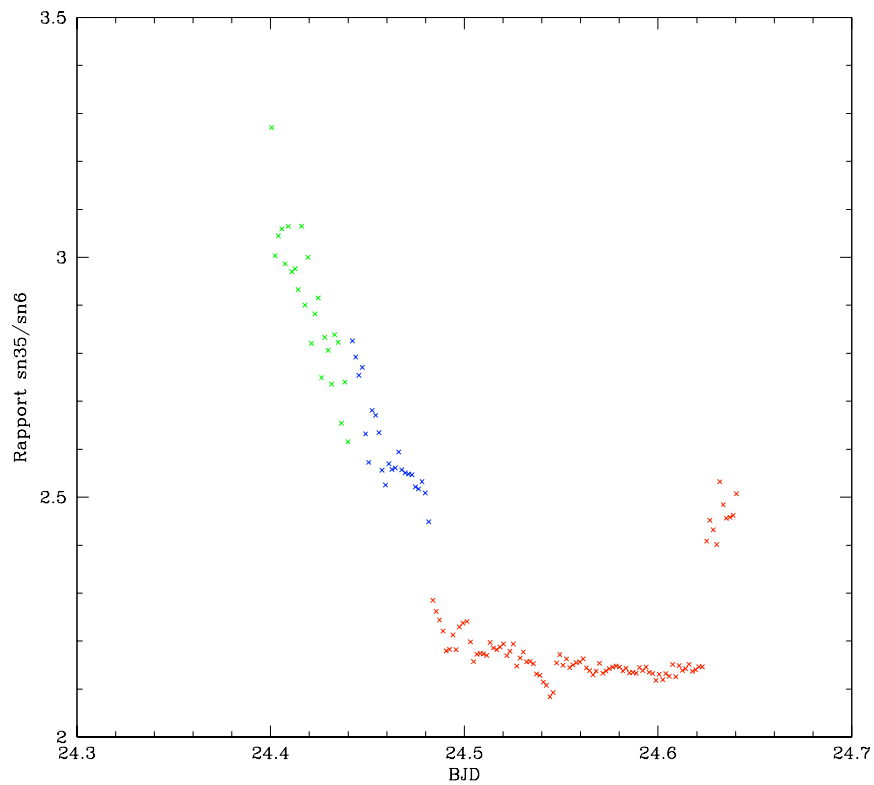


FIG. 1.12 – Influence des correcteurs de réfraction sur les rapports de flux rouge/bleu. Chaque correcteur est illustré d'une couleur différente pendant une séquence d'astérosismologie. Le passage du correcteur 4 (vert) au 3 (bleu) montre que le correcteur 3 est mal orienté car ce dernier corrige moins bien que le 4. Ceci est confirmé par le fait que le passage du correcteur 3 (bleu) au 2 (rouge) montre un saut significatif de ce rapport de flux.

ment correct dans la bonnette. Une série de tests suivant le remontage a permis de montrer que ceux-ci étaient bien alignés. La Figure 1.13 montre l'un de ces tests. Pour la position optimale 0° , le rapport de flux rouge/bleu est minimal, ce que l'on attend puisque cela signifie que le correcteur a permis de récupérer le flux bleu réfracté par l'atmosphère. En effet, la caméra de guidage est plus sensible au proche infrarouge. Elle va donc suivre le flux rouge de l'étoile. Si le flux bleu de l'étoile est séparé spatialement du rouge, il ne va pas être dans la fibre.

Ce remontage des correcteurs à leur position a été validé en octobre 2008. Toutes les poses précédentes ont dû être affectées par le mauvais positionnement des correcteurs. Au vu de l'amplitude du mouvement possible dans les socles, on peut légitimement supposer que les correcteurs ont peu bougé depuis le début des mesures SOPHIE car ceux-ci n'avaient jamais été repositionnés depuis le début d'ELODIE (soit il y a plus de 15 ans). On en conclue qu'il faut se méfier des correcteurs 3 et 5 qui étaient quasiment à l'envers tandis que le 4 était pratiquement bien aligné. Le correcteur 2 a une influence plutôt négligeable vu que l'amplitude de la diffraction est relativement faible à cette masse d'air. Néanmoins si l'on veut être strict, il faut mieux conserver les poses faites avec le même correcteur pour une même étoile lorsqu'on étudie ces mesures de VR.

Ayant à l'esprit le projet de la nouvelle bonnette, on souhaite estimer l'effet de ces correcteurs à pas discontinus sur la précision de mesure de VR. Avec les mesures effectuées depuis octobre 2008 avec ces correcteurs en bonne position, une étude de cet effet est prévue à l'automne 2010. Si une limitation est identifiée en VR alors on envisagera le remplacement des ADC par un seul correcteur à pas continu.

Stabilité de l'illumination du spectrographe

Le spectrographe est alimenté par deux fibres optiques. Le flux stellaire est focalisé sur l'entrée de fibre grâce à la caméra de guidage et à son logiciel. Une variation d'angle ou de position à l'entrée du spectrographe entraîne un déplacement des raies sur le détecteur qui n'est pas pris en compte par la calibration en longueur d'onde. En effet, le flux de la lampe au thorium passe par une autre fibre et l'entrée de son flux dans la fibre ne doit pas varier.

La fibre optique uniformise l'éclairement en position et en angle sur toute la face de sortie de fibre. Si les fibres avaient un brouillage parfait, les variations d'illumination en entrée de fibre ne seraient plus visibles en sortie de fibre et l'illumination du spectrographe serait stable. Or les fibres à section circulaire n'ont pas un brouillage parfait. La géométrie des fibres à section circulaire induit un bon niveau de brouillage azimutal mais il reste en sortie de fibre des structures radiales (cf. Fig. 1 de l'article de conférence). Ainsi, un décentrage de la position (champ proche) ou de l'angle d'incidence (champ lointain) à l'entrée de la fibre a des répercussions sur la distribution du flux en sortie de fibre. Ceci a conduit à l'installation d'un double brouilleur sur les fibres HR de SOPHIE qui, en échangeant les champs proche et lointain, améliore la qualité du brouillage.

On a testé l'impact des variations du flux incident en entrée de fibre sur les mesures en VR :

- en déplaçant, à l'aide du logiciel de guidage, la position d'une étoile du centre de la fibre à ses bords (cf. Table. 2 de l'article de conférence) ;
- en vignettant le champ de vue du télescope avec la coupole (cf. Fig. 2 de l'article de conférence).

On a aussi remarqué un effet systématique en VR dans les mesures SOPHIE. Pour une même étoile, la VR est corrélée à la quantité de flux reçu par unité de temps ce qui correspond au seeing modulé par l'absorption atmosphérique.

L'entrée des fibres SOPHIE est de $3''$ sur le ciel tandis que le seeing à l'OHP varie de

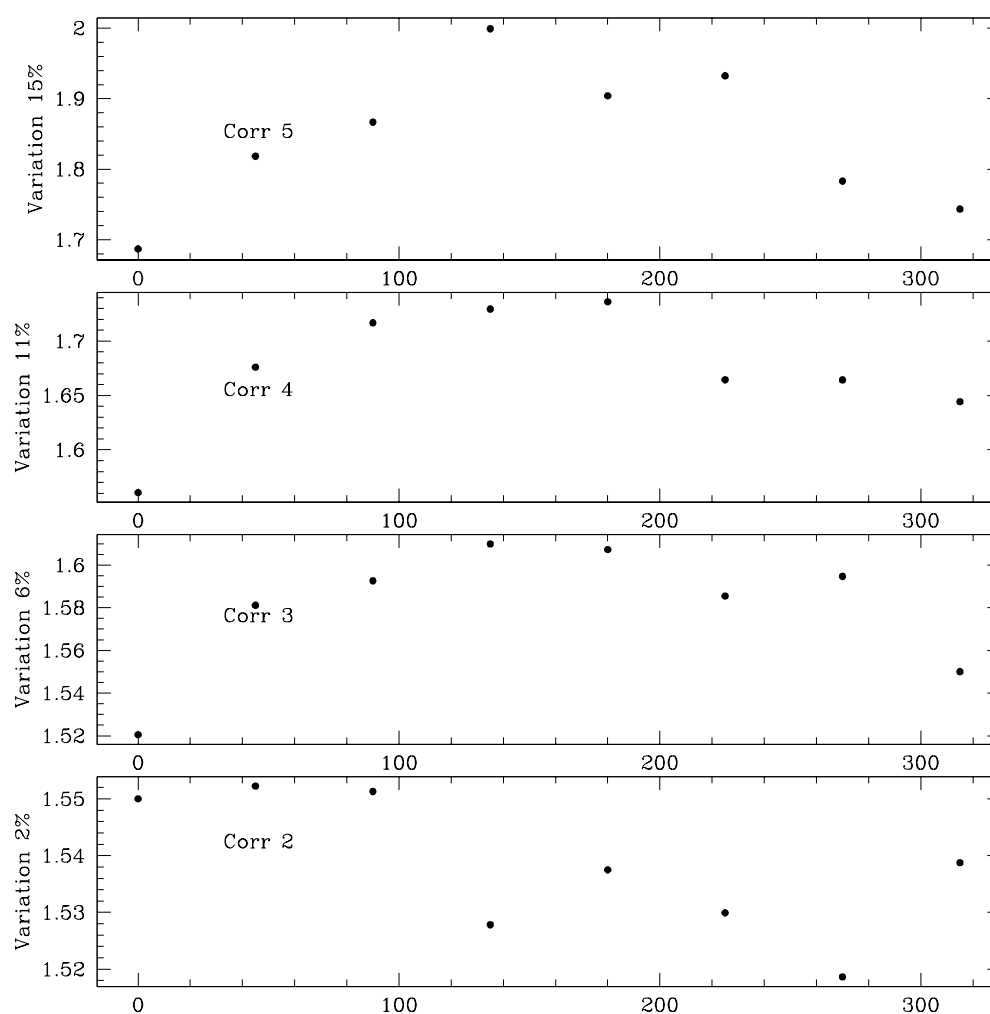


FIG. 1.13 – Test pour le positionnement des correcteurs de réfraction. Variation du rapport de flux rouge/bleu en fonction de l'angle imposé pour chaque correcteur. A part le correcteur 2 dont les variations sont dans le bruit, les autres montrent un minimum de ce rapport pour la position nulle qui correspond à l'angle parallactique calculé par le logiciel. Les correcteurs 3, 4 et 5 sont donc bien positionnés.

1" à plus de 5" avec une valeur moyenne à 2.5". Si le seeing, ou l'image en entrée de fibre, a une largeur plus petite que l'entrée de fibre, cela induit un effet en VR due au mauvais brouillage des fibres. Cela est vérifié par des simulations optiques qui montrent qu'une variation d'éclairement du spectrographe se traduit par un déplacement des raies spectrales sur le détecteur CCD. Ce déplacement n'étant pas mesuré par la calibration en longueur d'onde, il induit un effet de VR. Ces différents tests et résultats ont fait l'objet d'une présentation orale qui est résumée dans l'article de conférence ci-dessous.

Consequences of spectrograph illumination for the accuracy of radial-velocimetry

I. Boisse, F. Bouchy, B. Chazelas, S. Perruchot, F. Pepe, C. Lovis et G. Hébrard

New technologies for probing the diversity of brown dwarfs and exoplanets, EPJ Web of Conferences

Consequences of spectrograph illumination for the accuracy of radial-velocimetry

Boisse, I.^{1,a}, Bouchy, F.^{1,2}, Chazelas, B.³, Perruchot, S.², Pepe, F.³, Lovis, C.³, and Hébrard, G.¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, Université Pierre et Marie Curie, UMR7095 CNRS, 98bis bd. Arago, 75014 Paris, France

² Observatoire de Haute Provence, CNRS/OAMP, 04870 St Michel l'Observatoire, France

³ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

Abstract. For fiber-fed spectrographs with a stable external wavelength source, scrambling properties of optical fibers and, homogeneity and stability of the instrument illumination are important for the accuracy of radial-velocimetry. Optical cylindric fibers are known to have good azimuthal scrambling. In contrast, the radial one is not perfect. In order to improve the scrambling ability of the fiber and to stabilize the illumination, optical double scrambler are usually coupled to the fibers. Despite that, our experience on SOPHIE and HARPS has lead to identified remaining radial-velocity limitations due to the non-uniform illumination of the spectrograph. We conducted tests on SOPHIE with telescope vignetting, seeing variation and centering errors on the fiber entrance. We simulated the light path through the instrument in order to explain the radial velocity variation obtained with our tests. We then identified the illumination stability and uniformity has a critical point for the extremely high-precision radial velocity instruments (ESPRESSO@VLT, CODEX@E-ELT). Tests on square and octagonal section fibers are now under development and SOPHIE will be used as a bench test to validate these new feed optics.

1 Introduction

High-precision radial-velocimetry (RV) is still a main technique in the search and characterization of planetary systems. Up to date, most of the known extrasolar planets have been detected with this method. It will remain at the forefront of exoplanet science for the coming years thanks to its efficiency in finding low-mass planets since HARPS has reached an RV accuracy less than 1ms^{-1} (ref. [7]). In the aim to reach Earth-type planets and, also measure the expansion of the universe, new spectrographs in the visible are now in study to reach a precision of only few cms^{-1} in the near future (ESPRESSO@VLT [8], CODEX@E-ELT [9]).

To reach this level of accuracy, we must avoid a certain number of limitations. Among these, one can quote the stellar noise (activity, pulsation, surface granulation), the contamination by external sources (moon, close-by objects, background continuum), and what light may encounter during its path (e.g. atmospheric dispersion). As part of instrumental factors, CCD cosmetics, charge transfer inefficiency (ref. [2]), wavelength calibration (refs. [5] and [12]) should be mentioned. For an exhaustive discussion of these limitations, we refer to [10]. The authors highlight the impact of the spectrograph illumination as one of the main limiting factors, and the need to analyze and quantify it. In this proceeding, we then focus on the limitation due to

the injection of light in the fiber-fed spectrograph. This work is based on our experiment on two high-resolution, high-precision fiber-fed spectrographs, SOPHIE@1.93m, Observatoire de Haute-Provence (OHP), France (refs. [3] and [11]) and HARPS@3.6m, European Southern Observatory (ESO)-La Silla, Chile (ref. [7]).

Up to day, SOPHIE has a Doppler accuracy of about 5ms^{-1} , as most of high-accuracy spectrographs involved in exoplanet survey. In service since November 2006, we identified that instrumental limitations mainly come from the old Cassegrain Fiber Adaptater (developed for ELODIE spectrograph). In order to reach the so far unique HARPS level of accuracy, we conducted tests that illustrate the incomplete fiber scrambling. Detected with SOPHIE, these effects were also characterized on HARPS at a lower level. In the development of the future instruments, the optimization of SOPHIE is a bench test for the improvement of the spectrograph illumination uniformity and stability.

The proceeding is structured as followed. In a the second section, we expose the properties of the fiber-fed spectrographs and the light injection. The third section reviews the different effects that are detected in the RV due to the incomplete and imperfect scrambling obtained with the standard fibers. In the last section, we describe solutions proposed to optimize the fibers scrambling.

^a e-mail: iboisse@iap.fr

2 Fiber-fed spectrographs

HARPS and SOPHIE are fiber-fed spectrographs with simultaneous reference calibrations. The stellar light collected by the telescope are lead to the instrument through a standard step-index multi-mode cylindrical optical fiber. SOPHIE has two observing mode using two different fibers, the High-Resolution (HR) and the High-Efficiency mode (HE). In HR mode, the spectrograph is fed by a 40.5- μm slit superimposed on the output of the 100- μm fiber, reaching a spectral resolution of $\lambda/\Delta\lambda = 75,000$. In HE mode, the spectrograph is directly fed by the 100- μm fiber with a resolution power of 40,000. Both SOPHIE fibers have an sky acceptance of 3-arcsec. HARPS has 70- μm fiber with a sky acceptance of 1-arcsec and a spectral resolution of 110,000 (see Table 1).

Non-uniform illumination of the slit or output fiber at the spectrograph entrance decreases the radial-velocity precision. Indeed, variations in seeing, focus and image shape at the fiber entrance may induced non-uniform illumination inside the pupil of the spectrograph. The optical aberrations lead to variations in the centroids of the stellar lines on the focal plane.

Optical fibers are used to lead the light from the telescope to the entrance of the spectrograph. They have the properties to scrambler the atmospheric effects and guiding and centering errors discussed previously. But the scrambling ability of one multimode fiber is not perfect as shown in Fig. 1. With an input off axes image, the azimuthal scrambling is good whereas it remains some effects in the radial one. This pattern observed is bigger in far field than in near field. Near field and far field are respectively defined as, the brightness distribution across the output face of the fiber, and, as the angular distribution of light of fiber output beam. Therefore, changes in the input beam cause only circular symmetric changes in the fiber output pattern. In contrast, imperfect radial scrambling allows small zonal errors to remain.

HARPS and the SOPHIE HR mode are equipped with optical double scramblers. It is used to increase and improve the uniformity and stabilization of the illumination of the spectrograph entrance (refs. [4] and [6]). The near field of a circular fiber is observed to be better scramble than the far field. In spite of only one fiber guiding the light from the telescope to the instrument, double scrambler is composed of two fibers coupled with two doublets. The system is designed to inverse near field and far field in order to induce a better radial scrambling, although it causes flux losses (ref. [1]).

Table 1. Comparison of parameters of fiber-fed spectrographs SOPHIE and HARPS.

| Instrument | Doppler prec. | 1 pixel | Resol. $\Delta\lambda/\lambda$ |
|-------------|-------------------------|-----------------------|--------------------------------|
| HARPS | $\leq 1\text{ms}^{-1}$ | 800 ms^{-1} | 110,000 |
| SOPHIE (HR) | $\sim 4\text{ms}^{-1}$ | 1400 ms^{-1} | 75,000 |
| SOPHIE (HE) | $\sim 10\text{ms}^{-1}$ | 1400 ms^{-1} | 40,000 |

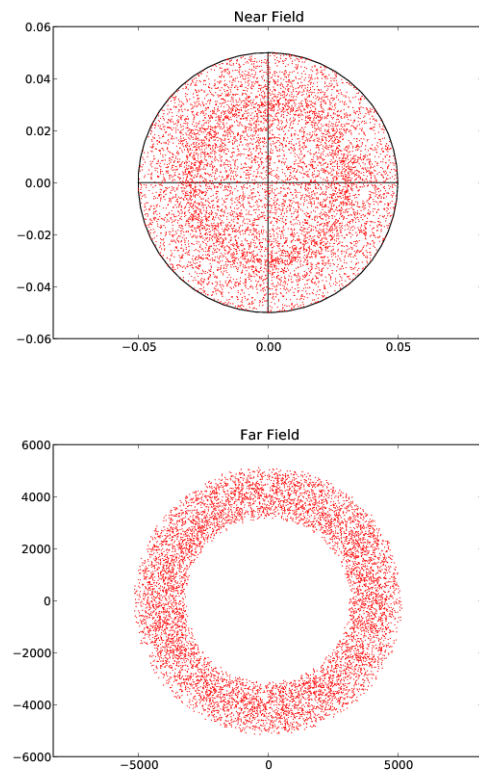


Fig. 1. Illumination at the output of one cylindrical optical fiber in the near and the far field. Sources are off axes. A high degree of azimuthal scrambling is observed. In contrast, it remains some effects in the radial one.

3 RV effects of fiber imperfect scrambling

3.1 Centering/Guiding on the fiber entrance

The degree of radial scrambling describes the stability of the output beam as the input image is moved from the center to the edge of the fiber. It is possible to detect in RV some variations due to the insufficiency of radial scrambling. The light from a stable star is moved with the guiding/centering system from an edge to the other of the fiber. We compute the RV with the data reduction pipeline for different positions of the star. The test was done for the two modes of SOPHIE and for HARPS. The results are computed in Table 2.

Because the scrambling of the fiber is not perfect, the movement of the input image corresponds to a shift on the

Table 2. Variation observed in RV as the input image (star) is moved from the center to the edge of the fiber. HARPS and SOPHIE with High-Resolution fiber used a double scrambler instead of the High-Efficiency mode of SOPHIE.

| Instrument | fib. diam. | RV effect [ms^{-1}] |
|-------------|------------|--------------------------------|
| HARPS | 1" | ~ 3 |
| SOPHIE (HR) | 3" | ~ 13 |
| SOPHIE (HE) | 3" | ~ 36 |

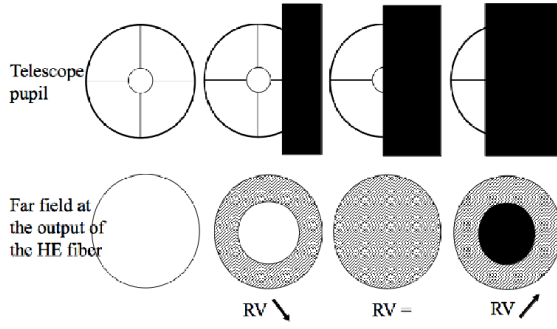


Fig. 2. Schema illustrating how the vignetting of the telescope is translated at the output of the fiber HE in the far-field, i.e. at the entrance of the spectrograph. For external occultation, the RV decrease whereas, for internal occultation the RV increase.

detector. We observed first that, wider is the fiber, more important is the RV variations. Moreover, the value of meter per second per pixel vary as a function of the resolution power. Moving the input image from the center to the edge is then expected to have a lower effect for a higher spectral resolution. In addition, we expect that the double scrambler improve the radial scrambling, i.e. decrease the RV effect.

3.2 Vignetting telescope

The pupil of the telescope, i.e. the entrance of the telescope or the far field of the input light is known to be more stable than the telescope image. We would like to test the effect in RV of variations of the far field. For that, we vignette the telescope on day sky with the dome. We computed the RV with the pipeline SOPHIE, estimating that the variation of Barycentric Earth RV is not significant during our measurements. We made this test with the HE mode in order that the variation of the far-field of the telescope are projected on the grating (i.e. without double scrambler). We remarked that the way of the RV variations depends on exterior or interior vignetting (Fig. 2).

3.3 Optical path simulations

We simulated the optical path in the SOPHIE spectrograph. We observed a displacement of the spectrum in function of wavelength on the focal plane when the input beam at the entrance of the spectrograph is center-illuminated or center-darkened, corresponding respectively when vignetting external and internal part of the pupil in HE mode (cf. Sect.3.2). Variation of the slit or the optical fiber illumination are directly translated on the spectrum in Fig. 3. We observed that the shift is more significant for an external occultation. Because the effect is not symmetric along an order and not monitored by the calibration lamp, the final computed RV vary. So, variations of the far-field pattern projected onto the grating can introduce radial-velocity shifts at the detector lowering the final precision in RV.

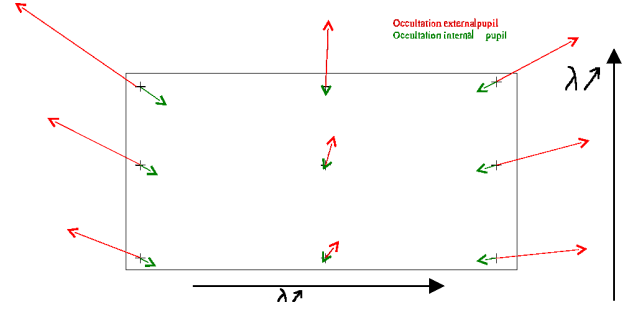


Fig. 3. Displacement of the position of a nine wavelength as a function of a internal (green) or external (red) occultation of the entrance of the spectrograph on the CCD detector.

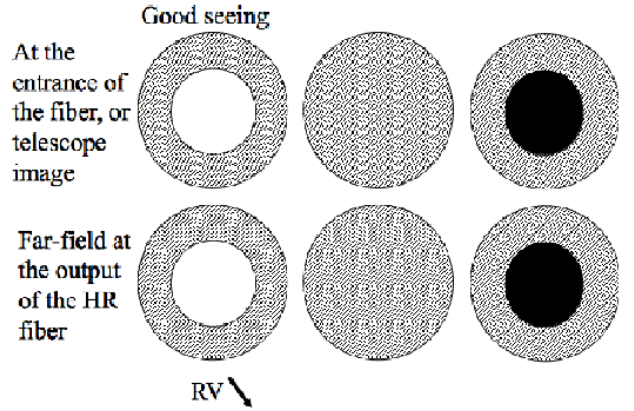


Fig. 4. When the seeing is good, the telescope image is less wide. With the double scrambler in HR mode, near field becomes far-field and is projected on the collimator at the entrance of the spectrograph. The pattern is comparable to that observed in HE when vignetting telescope (Fig. 2)

3.4 RV effects due to seeing variations

Variations of the far-field of the input beam in HE mode is equivalent to a variation of the telescope image in HR mode, due to the double scrambler. Variations in seeing induce a variation of the input image as illustrate in Fig. 4. The input beam at the entrance of the spectrograph is center-illuminated (external occultation) when a target is observed with a good seeing in HR mode. The previous tests and simulations explain a systematic effect observed with SOPHIE named as "seeing effect". For a sample of stars observed at high signal to noise ratio (SNR) in HR mode, we observed a decrease in RV correlated with an estimation of seeing. The value of the seeing is not monitored with SOPHIE. We estimated it with calculating the relative flux by unit of exposure time :

$$S = \frac{SNR^2}{T_{exp} 10^{-M_V/2.5}} \quad (1)$$

with SNR, the signal to noise ratio of the spectra, T_{exp} the time exposure of the measurement, M_V the visual magnitude of the target. The seeing decrease when the seeing estimation S increase. With a lower seeing, the input image is smaller than the fiber width, and as shown in the

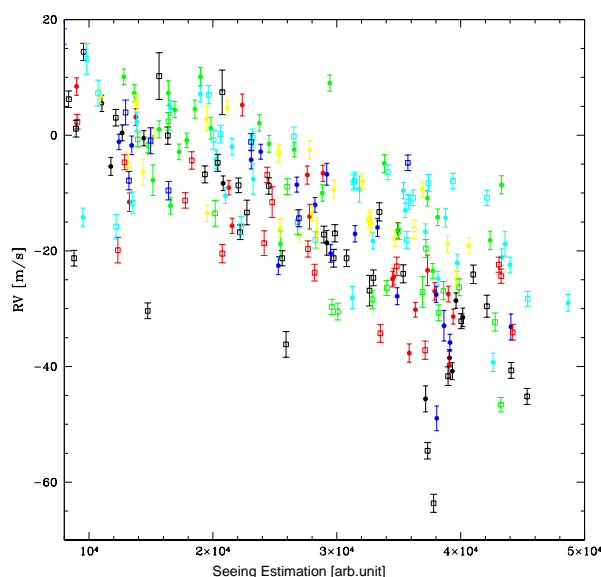


Fig. 5. Radial-velocity measurements as a function of a seeing index (cf. text). The seeing decrease when the seeing estimation S increase. As the seeing is lower, the RV decreases.

simulations, induced a variation of the far field input in the spectrograph, due to the double scrambler. We expect and observed a decrease of RV when the value of the seeing decrease as shown in Fig. 5.

Moreover, when the input image is smaller than the diameter of the fiber, we are more sensible to effect of guiding and centering system. The guiding and centering system may induced variation of the position of the input image on the slit or the entrance of the fiber, and so introduce RV variations. These RV variation are quite random, and add some noise.

Whereas the seeing effect is directly related to the optical path in the spectrograph, it may be quantified. We are modeling this variations with our data in order to remove this noise with a software tool.

We note that the effect on HARPS is expected to be lower. The 1'' width of the fibers is smaller than the SOPHIE and roughly equivalent to the typical seeing at La Silla. Furthermore the quality image provided by the 3.6-m telescope is close to 0.7 arcsec. Hence, HARPS is less sensible to the variations of seeing. Moreover, the resolution power of the instrument is better and then the incomplete radial scrambling has a lower impact in RV as shown in Sect. 3.1. Furthermore the optical aberrations on HARPS are smaller than in SOPHIE.

4 Perspectives and conclusions

The CODEX experiment calls for a Doppler precision as low as 1 cm s^{-1} . This work shows that the future instruments need for better scrambling to reach this accuracy. New types of fibers for feeding the telescope or new double scrambler are needed to improve the precision and to minimize the noise due to variations of the illumination at the entrance of the spectrograph. To remove the spherical

symmetry of cylindrical fibers, octagonal and square section optical fibers are then in study at Geneva, OHP-LAM, and ESO Garching. As first results, very good scrambling properties are observed in the near field, whereas strange patterns in far field are not well understood at the moment. It needs future tests to improve the measurements, to study its best used, on all the path or in a double scrambling mode. SOPHIE is then going to be a bench test for the future instruments.

We note that additional solution is being installed on HARPS to reduce the guiding and centering limitations. A tip-tilt mirror generate small-amplitude and high frequencies variations in order to induce a spread of the light.

A new guiding camera is now in operation on SOPHIE and allows a better guiding and centering and also allows to monitor the exact seeing.

References

1. Bouchy & Connes A&A, 1999, Volume136, 193
2. Bouchy, F., Isambert, J., Lovis, C. Boisse, I. et al. *EAS Publications Series*, Volume37, 2009, pp.247-253
3. Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., Delfosse, X., Boisse, I. et al. A&A, Volume505, 2009, pp.853
4. Brown, T. M. 1990, ASPC, 8, 335B
5. Lovis, C. & Pepe, F. 2007, A&A, 468, 1115L
6. Hunter, T.D. & Ramsey, L.W. 1992, PASP, 104, 1244
7. Mayor, M., Udry, S., Lovis, C. et al. 2009, A&A, 493, 639
8. Pasquini, L., Manescau, A., Avila, G. et al. 2009, svlt.conf, 411
9. Pasquini, L., Avila, G., Dekker, H. et al. 2008, SPIE.7014E, 51P
10. Pepe, F. & Lovis, C., Phys. Scr. **T130**, (2008) 014007
11. Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F. et al. 2008, SPIE.7014E, 17P
12. Wildi, F., Pepe, F., Lovis, C., Chazelas, B. et al. 2009, SPIE.7440E, 19W

L'effet de VR observé dans les mesures SOPHIE semble bien expliqué par une limitation instrumentale due à l'insuffisance de brouillage des fibres. On calcule un estimateur de seeing Σ :

$$\Sigma = \frac{SNR^2}{T_{exp} 10^{-M_V/2.5}} \quad (1.7)$$

qui permet d'observer l'effet du seeing dans les mesures de VR d'une étoile donnée. On souhaite pouvoir établir une correction logicielle de cet effet pour les observations qui ont été faites. Dans un futur proche, on souhaite faire une correction instrumentale qui garantisse une amélioration du brouillage des fibres. On choisit d'étudier des fibres de section octogonale et carrée.

Les effets de distribution du flux en champ lointain en sortie de ces fibres étaient mal compris à l'époque de l'article de conférence et semblaient être une limitation à leur utilisation. On a maintenant admis que ces observations étaient dues aux gaines des fibres et non intrinsèquement lié à la géométrie de leur section. Ces fibres à section carrée ou octogonale sont donc optimales pour remplacer des fibres à section circulaire pour avoir un meilleur brouillage.

La solution choisie pour SOPHIE est de changer le double brouilleur des fibres HR par un morceau de fibre à section octogonale ; celle-ci induisant moins de pertes de flux pour un couplage avec une fibre circulaire que la fibre à section carrée. L'opticienne S. Perruchot teste donc en ce moment l'effet de l'assemblage des fibres.

Les précisions souhaitées par les instruments futurs nécessitent que l'on ne soit pas sensible à des variations d'illumination du spectrographe. Ces études de fibres sont donc conjointement en cours pour les futurs instruments HARPS-Nord, ESPRESSO et CODEX. L'expérience développée sur SOPHIE sera ainsi particulièrement utile pour le développement et les choix technologiques des instruments futurs.

1.5 Conclusion

La très haute précision en VR nécessite une attention à toutes les étapes de la mesure, de la conception de l'instrument à la méthode de calcul.

A travers l'exemple de SOPHIE, on a vu les limites d'utilisation de la calibration des lampes au thorium : les différentes lampes, la dynamique des raies utilisées, les raies qui se superposent,... Cette limitation a aussi été identifiée sur HARPS et c'est pourquoi on s'oriente aujourd'hui pour la très haute-précision vers la technique du laser à peigne de fréquences. Sur HARPS, le test de ce type de laser sur un ordre a montré une précision exceptionnelle et met en avant de nouvelles limitations à ce niveau de précision comme la géométrie des pixels. Pour SOPHIE une première étape est le changement de la platine de calibration et l'installation dans la réduction des données de la nouvelle méthode de calcul de la calibration en longueur d'onde. Ceci devrait permettre à SOPHIE de s'affranchir des limitations dues à la calibration des lampes au thorium jusqu'à une précision de l'ordre du ms^{-1} .

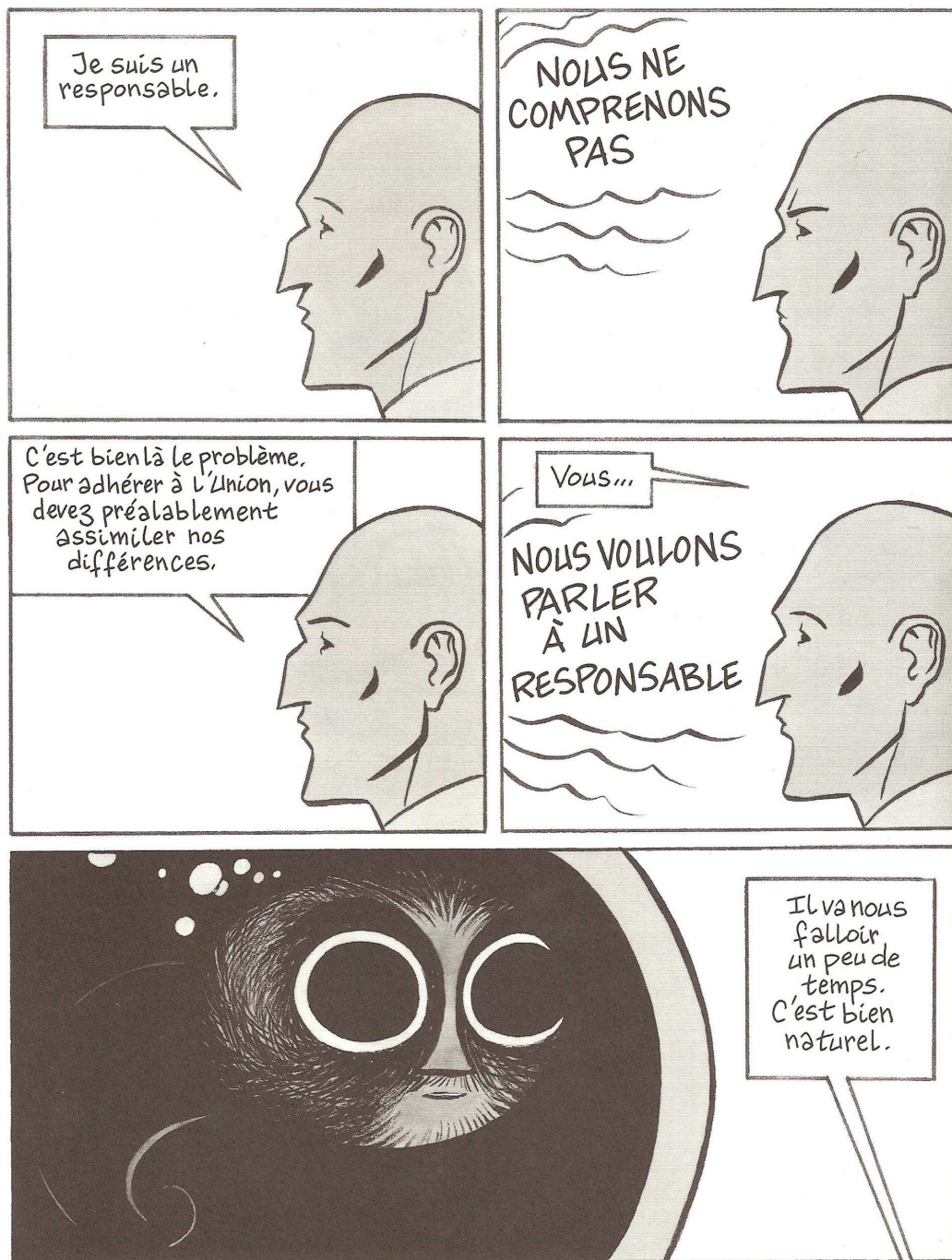
Les changements de la caméra et du logiciel de guidage de SOPHIE ont eu lieu à l'automne 2009. Ils permettent d'avoir un centrage de l'étoile sur la fibre avec une dispersion de l'ordre de $0.3''$. On ne s'attend plus à avoir des effets de guidage mais cela devrait par contre augmenter l'effet de seeing. Car un mauvais guidage sans direction privilégiée revient à étaler le flux en entrée de fibre et à dégrader le seeing.

Les études sont encore en cours pour corriger l'effet de seeing par logiciel. On espère une correction avant fin 2010 pour corriger de cet effet toute la base de données SOPHIE. Le remplacement du double brouilleur des fibres HR par un morceau de fibre à section

octogonale est prévu pour février 2011. Cela devrait permettre de s'affranchir de l'effet de seeing, la limitation la plus importante de SOPHIE qui peut être responsable de variations de la mesure de VR de plus de 30 ms^{-1} .

Ces effets en VR due à l'instabilité de l'illumination du spectrographe étaient attendus mais n'avaient pas été caractérisés sur HARPS. SOPHIE y est plus sensible entre autres à cause de la dimension de sa fibre sur le ciel, de sa résolution, de sa taille de pixel par élément de résolution et surtout de sa sensibilité aux aberrations. L'étude sur SOPHIE a permis de quantifier cet effet, de chercher des indicateurs de cet effet et des éléments pour le corriger du point de vue technique comme logiciel. Ces études sont déjà prises en compte dans la conception des instruments futurs.

Une fois corrigées les mesures de VR de SOPHIE de cet effet, on devrait alors pouvoir discerner les gains en précision de VR apportés par les améliorations discutées dans ce chapitre : changement de solution en longueur d'onde, implémentation de la correction chromatique. On pourra alors s'intéresser aux effets instrumentaux et logiciels qui ont un impact inférieur au ms^{-1} . Certains apports à très haute précision comme des améliorations apportées sur HARPS n'ont pu être développés sur SOPHIE à cause de limitations instrumentales prédominantes. Par exemple le fait de ne sélectionner que les mêmes raies pour le calcul de la corrélation concernant une étoile donné. En effet, la position des raies dans les ordres dépendent de la VR de l'étoile. Les ordres se recoupent mais au début et à la fin du spectre observé, certaines raies vont être dans le domaine d'observation de SOPHIE mais ne le seront pas pour d'autres étoiles de VR différentes. On pourra aussi étudier l'impact des ADC à pas discontinus. Il faudra également inspecter le CCD. On a trouvé sur HARPS une série de pixels dysfonctionnant qui induisait sur certaines étoiles un effet de VR annuel. Toutes ces améliorations instrumentales et logicielles devraient permettre à SOPHIE d'atteindre d'ici la fin de l'année 2011 une précision de l'ordre de 2 ms^{-1} .



Chapitre 2

Reconnaitre et s'affranchir de la variabilité stellaire

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 2.1 | Les différents phénomènes de variabilité | 46 |
| 2.2 | Les indices spectroscopiques de l'activité stellaire | 57 |
| | Mesures de l'asymétrie des raies | 57 |
| | La vitesse de rotation projetée stellaire : le $v \sin I$ | 61 |
| | Mesure de VR avec différents masques | 62 |
| | Les raies spectrales | 62 |
| | Indice du niveau d'activité : le $\log R'_{\text{HK}}$ | 64 |
| 2.3 | Suivre l'activité stellaire | 65 |
| | Intérêts et limitations des indicateurs d'activité | 65 |
| | Surveiller HD 189733, une étoile active abritant une planète | 66 |
| | Publication | 66 |
| | <i>Article à comité de lecture : Stellar activity of planetary host star HD 189733</i> | 66 |
| | Résultats | 76 |
| 2.4 | Caractériser le signal en VR induit par l'activité stellaire | 77 |
| | Objectifs | 77 |
| | Publication | 79 |
| | <i>Article à comité de lecture : Disentangle stellar activity and planetary signals</i> | 79 |
| | Résultats | 92 |
| 2.5 | Recherche de Jupiters chauds autour des étoiles jeunes | 92 |
| | Motivation | 92 |
| | Etude de faisabilité sur HARPS et SOPHIE | 94 |
| 2.6 | Conclusion | 97 |

2.1 Les différents phénomènes de variabilité

La méthode de recherche d'exoplanètes par vitesse radiale (VR) est une détection indirecte. C'est par l'observation du spectre de l'étoile, dont les caractéristiques sont étroitement liées aux paramètres stellaires qu'on en déduit la présence d'objets en orbites autour de celle-ci. L'analyse de ces observations nécessite donc de bien connaître les étoiles, leurs évolutions et leurs caractéristiques. Plus précisément en ce qui nous concerne dans ce chapitre, le chercheur d'exoplanètes se doit de connaître tous les phénomènes stellaires qui peuvent conduire à la variabilité de la VR mesurée.

A l'annonce de la première exoplanète autour d'une étoile de type solaire détectée par VR, ses paramètres étant très différents de ceux des planètes du système solaire, plusieurs travaux ont étudié la possibilité que les variations de VR observées soit dues à un phénomène stellaire (Mayor & Queloz 1995, Gray 1997, Gray & Hatzes 1997). Les travaux suivants (Gray 1998 ; Hatzes et al. 1998) et la détection de transits (Charbonneau et al. 2000) ont permis, entre autres, de confirmer la nature planétaire des signaux observés.

Les étoiles présentent des phénomènes intrinsèques qui peuvent entraîner des variations de leur mesure de VR. Ces phénomènes sont dus à des variabilités de la photosphère stellaire qui ont différentes échelles de temps et d'amplitude de variations. On s'intéressera dans ce chapitre aux effets connus présentés par les étoiles que l'on suit préférentiellement en VR, c'est-à-dire celles de la séquence principale de type solaire, entre les types spectraux F tardifs et M précoces : les phénomènes d'oscillations de type solaire, de granulation, de convection, de cycle magnétique et d'activité photosphérique devant exister sur toutes ces étoiles ayant une couche extérieure convective. La connaissance de ces phénomènes nous vient d'abord de l'observation de l'étoile la plus proche, le Soleil. Pour chaque phénomène, je présenterai l'observation solaire, les connaissances actuelles sur les étoiles, puis les caractéristiques temporelle et en amplitude du phénomène en VR ; enfin, j'expliquerai les méthodes qui permettent aux chercheurs d'exoplanètes de corriger ses effets pour remonter à la VR réelle des étoiles observées.

Oscillations de type solaire

La découverte des oscillations de 5 minutes dans le Soleil (e.g. Leighton et al. 1962) a conduit à l'héliosismologie qui permet de sonder l'intérieur du Soleil. Cette variabilité est due à des oscillations non-radiales. Elle peut se détecter par photométrie ou en VR (Figure 2.1). Des études similaires ont été mises en place pour les étoiles brillantes α Cen A, Procyon, ϵ Eri,... à partir de campagnes d'observations au sol (e.g. GONG) et depuis l'espace (MOST, CoRoT, Kepler). La caractérisation de ces oscillations en amplitude et fréquence permet de donner des mesures précises sur la structure interne de l'étoile observée (température, densité, rotation,...) et sur ces paramètres physiques (rayon, âge,...).

Pour les étoiles massives dont les couches extérieures sont convectives, on détecte les modes de gravité avec des périodes de 2 à 8 heures. Pour le cas du Soleil et des types spectraux qui nous intéressent, on détecte les modes de pression qui sont des ondes acoustiques excitées par les cellules de convection dans les couches extérieures de l'étoile. Le temps caractéristique de ces oscillations passe d'environ une vingtaine de minutes avec une amplitude de quelques ms^{-1} pour les types spectraux F à 2-3 minutes de période avec quelques cms^{-1} d'amplitude pour les étoiles de type K. On s'affranchit de ce phénomène en le moyennant, c'est-à-dire par des temps de pose de 15 minutes, ou par plusieurs poses successives pour les étoiles trop brillantes qui satureraient le détecteur avec 15 minutes de pose continue.

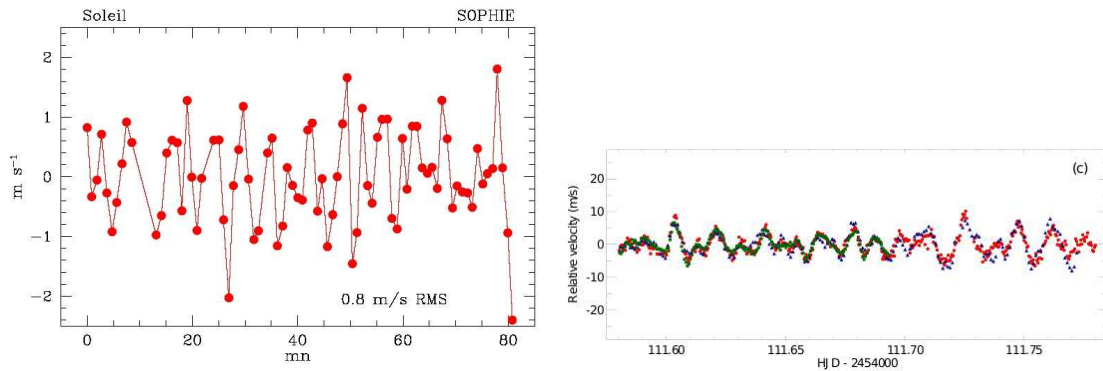


FIG. 2.1 – *Gauche* : Mesure de VR du ciel de jour avec SOPHIE. On distingue les modes d’oscillations non-radiales du Soleil de 5 minutes. *Droite* : Mesures d’astérosismologie en VR de Procyon avec les instruments HARPS (points rouges), SARG (diamants bleus) et SOPHIE (carrés verts) en simultané (Arentoft et al. 2008). On distingue bien que les variations de VR ne sont pas dues aux instruments mais bien aux modes d’oscillations de l’étoile.

Granulation

L’observation du Soleil en lumière blanche révèle une structure granulaire composée de cellules de convection, le noyau extérieur du Soleil étant convectif. Il existe différents niveaux de mouvements. La granulation proprement dite a des cellules de convection allant de 400 km à 2000 km avec un temps de vie moyen de 10 minutes. La super-granulation fait référence à des granules d’une dimension de l’ordre de 30 000 km avec un temps de vie caractéristique d’un jour et demi. Entre les deux, la controversée méso-granulation englobe des cellules de 4000 à 7000 km stables pendant 3 à 6 heures.

La granulation ne nous est pas directement accessible pour les autres étoiles. On peut étudier le bruit à basse fréquence (d’une dizaine de minutes à plusieurs jours) observable dans les mesures de spectroscopie Doppler. Si ce bruit n’est pas instrumental, il doit être dû à la granulation. Kjeldsen et al. (2005) ont comparé le spectre de puissance en VR pour le Soleil avec celui d’autres étoiles, ce qui leur a permis d’observer le bruit à basse fréquence en VR (Figure 2.2). On peut ajuster le bruit de fond par les modèles de la granulation solaire de Harvey (1985). De même, on doit pouvoir améliorer nos connaissances en faisant une étude systématique des mesures d’astérosismologie faites avec HARPS. Avec l’avènement des satellites CoRoT et Kepler, on a accès au spectre de puissance induit par la granulation en photométrie (Figure 2.3) pour un grand nombre d’étoiles.

On devrait pouvoir s’affranchir en partie de la granulation en moyennant plusieurs mesures faites pendant une même nuit (Lovis 2007). L’amplitude en VR minimale obtenue en moyennant des observations HARPS d’astérosismologie est d’environ 30 cm s^{-1} . Ce phénomène touche un domaine d’amplitude qui va gêner la recherche de planètes de type terrestre dans la zone habitable d’étoile de type G. Et ce, d’autant plus que les mouvements convectifs changent au cours du cycle d’activité (e.g. Meunier et al. 2010).

Activité photosphérique

Le signe le plus frappant de l’activité stellaire est l’existence et l’évolution temporelle des taches, qui sont traversées par un champ magnétique intense (jusqu’à 4500 gauss). Ce champ inhibe la convection créant des zones où la température de surface est réduite. Ces taches plus sombres et plus froides que leur environnement apparaissent au niveau de la photosphère. Il existe d’autres indices de l’activité qui se situent dans des couches plus ext  rnes, par exemple dans les structures chromosphériques comme les plages ou les trous

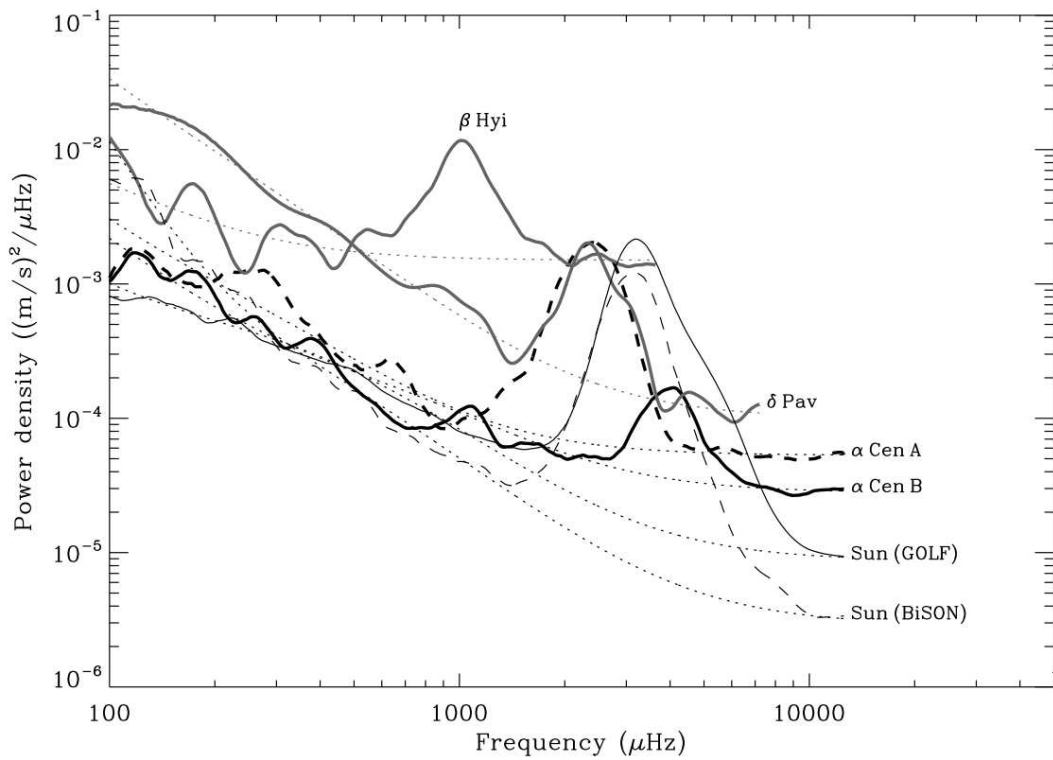


FIG. 2.2 – Spectre de puissance en VR pour le Soleil et quatre autres étoiles. L’enveloppe des modes d’oscillations de type solaire est clairement visible. Les lignes en pointillées montrent l’ajustement au bruit de fond avec les modèles de Harvey et al. (1985). Figure extraite de Kjeldsen et al. (2005).

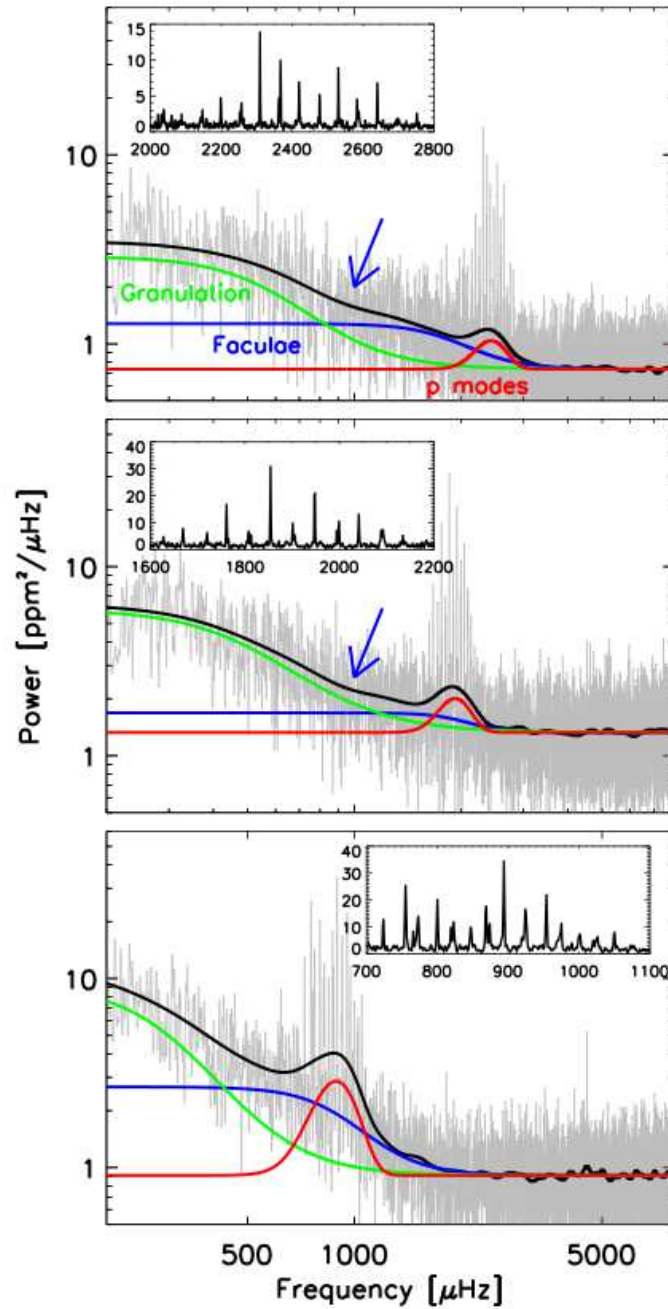


FIG. 2.3 – Spectre de puissance en fréquence de la photométrie Kepler pour trois étoiles de type solaire. La courbe noire correspond aux données lissées. Les courbes vertes, bleues et rouges sont respectivement les ajustements estimés des effets de la granulation, des plages brillantes et des modes d'oscillation. Figure extraite de Gilliland et al. (2010).

DAILY SUNSPOT AREA AVERAGED OVER INDIVIDUAL SOLAR ROTATIONS

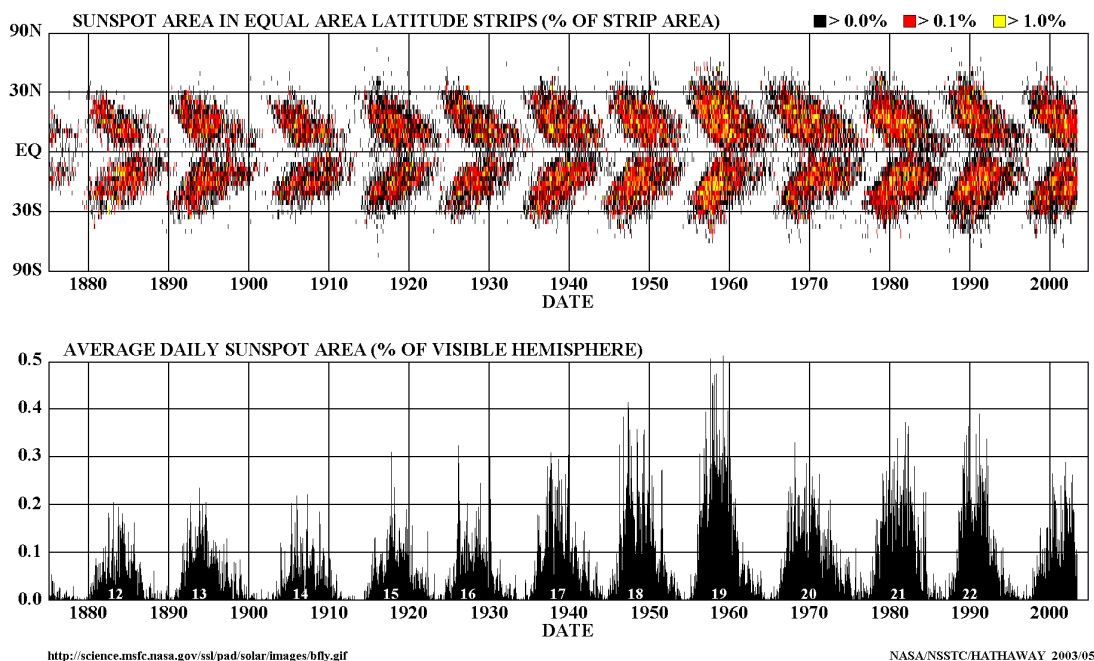


FIG. 2.4 – En haut : Diagramme papillon du Soleil qui trace la latitude d'apparition des taches au cours du temps illustrant d'une part le cycle de 11 ans en nombre de taches, et d'autre part le "glissement" en latitude des taches au cours du cycle. En bas : Pourcentage de la surface visible du Soleil couverte par les taches au cours du temps laissant apparaître la variabilité en intensité et en période du cycle solaire.

coronaux. Le terme d'activité met en jeu une différenciation spatiale entre zones calmes et zones actives à laquelle s'ajoute une structure temporelle avec le cycle d'activité, se traduisant par des temps calmes et d'autres actifs. Les zones actives, les protubérances, les filaments, tous ces phénomènes liés à l'activité sont des signatures indirectes de la présence du champ magnétique stellaire et leurs variabilités tracent le mode d'apparition de ce champ. Ce sujet est très détaillé dans le domaine solaire et je n'aborderai ici que les manifestations les plus marquantes qui peuvent nous servir de références pour l'étude des autres étoiles.

On observe sur le Soleil des taches entre les latitudes $+30^\circ$ et -30° qui persistent pendant 2 ou 3 rotations, la période de rotation du Soleil étant de 23 jours. Ces taches sombres sont toujours accompagnées de plages brillantes chromosphériques. L'ensemble {plage+tache} constitue une zone active qui a une durée de vie de l'ordre de 150 jours. Les taches et les plages apparaissent et disparaissent dans ces zones actives. Les taches sombres sont plus froides que l'environnement photosphérique (env. $T_{\text{eff}} = 4200 \text{ K}$ dans l'ombre au lieu de 5700 K) et ne recouvrent au maximum que 0.4% de la surface du disque visible. On remarque que la surface de taches couvrant la surface stellaire est proportionnelle au niveau d'activité. L'émission dans certaines raies spectrales est augmentée dans les régions actives, supergranules, plages ou éruptions (e.g. Hall 2008). Ces raies observables dans le visible seront détaillées à la section suivante.

Comparé à l'ensemble des étoiles proches, le Soleil est une étoile calme. Si l'on observe le

Soleil comme un disque intégré et durant plusieurs années, le renforcement des émissions dans certaines raies est plus important à certaines époques du cycle d'activité. L'observation de ces raies spectrales permet de mettre en évidence, à partir du sol, un grand nombre de phénomènes caractéristiques de l'activité stellaire : existence des chromosphères, cycles d'activité (Wilson 1978), mise en évidence de plages stellaires par la modulation des raies lors de la rotation des étoiles (Vaughan et al. 1981). Certaines étoiles peuvent être beaucoup plus actives que le Soleil et avoir des facteurs de remplissage de taches importants (jusqu'à 30% de leur surface couverte). Ces étoiles très actives (étoiles jeunes ou de type BY Dra ou Rs CVn) peuvent présenter des taches polaires. Le temps de vie des taches stellaires est de quelques semaines à plusieurs années (Hussain 2002).

Cycle magnétique

Le renversement des polarités Nord-Sud du champ magnétique marque le cycle magnétique solaire qui dure environ 22 ans. Pendant cette période, le Soleil montre des cycles d'activité de 11 ans. Le diagramme papillon montre l'évolution du nombre de taches et de leur latitude avec une période d'environ 11 ans montrant une période calme avec peu de taches et une période active (Figure 2.4).

Au cours du cycle de 11 ans, la luminosité du Soleil va varier de quelques pour-cent, principalement à cause des plages. Le Soleil est plus brillant en période active bien qu'il y ait aussi plus de taches à cette période. Les étoiles pour lesquelles on a mesuré des cycles magnétiques peuvent montrer une corrélation inverse (c'est-à-dire dominées par les taches). Lockwood et al. (2007) montrent que cette dépendance pourrait être liée au niveau d'activité et donc à l'âge. Les étoiles plus actives sont dominées par les taches, les moins actives par les plages.

Suivie régulièrement depuis le 17^{ème} siècle, l'apparition des taches a montré une période d'une soixantaine d'années où le nombre de taches a été considérablement réduit (minimum de Maunder).

La variation de flux dans certaines raies permet de tracer les cycles d'activité. Une campagne d'observation menée au Mont Wilson (Wilson 1968) a suivi l'activité d'étoiles par la mesure du flux dans les raies du CaII H et K. Une partie des étoiles présentent des cycles similaires au Soleil avec des périodes entre 3 et 21 ans (Baliunas et al. 1995, 1998; Lockwood et al. 2007), certaines présentent des variations non-périodiques tandis que d'autres semblent rester calmes (Figure 2.5).

Lagrange et al. (2010) et Meunier et al. (2010) ont simulé l'effet en VR des taches et des plages à partir de données observées du Soleil. La variabilité des VR au cours du cycle solaire serait bien tracée par le bissecteur, indice d'activité stellaire décrit dans la section suivante. Les auteurs concluent à une variabilité de la VR pouvant aller jusqu'à 5 ms^{-1} . A partir de simulations, les auteurs estiment qu'il faudrait un nombre de mesures important (plusieurs mesures par semaines pendant plusieurs années) pour pouvoir caractériser une planète de type-terrestre entre 0.8 et 1.2 UA. Meunier et al. (2010) simulent de plus l'effet qui serait dû à l'atténuation du décalage spectral de la convection dans les plages qui couvrent une grande partie de la surface solaire en période active (Figure 2.6) et concluent qu'au cours du cycle solaire cela conduirait à un signal d'amplitude de 8 à 10 ms^{-1} , ce qui empêcherait toute détection de planète terrestre sans correction de l'effet stellaire. Néanmoins, ces résultats ne sont pas en accord avec les données observationnelles apportées par le spectrographe HARPS.

Santos et al. (2010a) explorent l'effet du cycle d'activité sur les mesures HARPS de VR sur des étoiles naines de type spectral K précoce. Les auteurs n'observent pas, pour ce type d'étoile, de corrélation claire entre la mesure de VR et la variation d'activité, même si les

indices spectraux et les paramètres de la CCF sont sensibles aux variations d'activité (Figure 2.7). Ce type d'étude va être prochainement élargi par le travail de Lovis et al. (in prep.) sur des étoiles de type G.

Protubérances ou Filaments

Les protubérances ou filaments sont un phénomène lié à l'activité stellaire. Ce sont des couches de plasma froid et dense qui s'élèvent dans la couronne. Vu au limbe, elles sont brillantes et appelées protubérances ; sur la surface, elles sont plus sombres que la photosphère, ce sont les filaments.

Sur le Soleil, elles n'ont pas été observées avec une périodicité propre. Avec une durée de vie de quelques minutes à quelques heures, et non-périodiques, on suppose qu'elles ne gênent pas les observations en VR pour la recherche d'exoplanètes. On a pu observer des protubérances dans différentes longueurs d'onde pour des étoiles actives. Cependant, il semblerait qu'aucune observation de protubérance n'a été observée en VR pour une étoile de type solaire de la Séquence Principale. La Figure 2.8 montre une protubérance supposée observée sur ι Hor, étoile jeune de type G0. On observe une augmentation rapide et brève des indices d'activité mesurés dans les raies du CaII et d'Halpα tandis qu'il n'y a pas d'effet dans les vitesses radiales mesurées.

Pour conclure, ces phénomènes de variabilité touchent aussi les autres méthodes de recherche de planètes. En photométrie, la présence de taches en rotation avec la photosphère stellaire module le flux lumineux au cours du temps (Figure 2.9). L'observation des variations périodiques du flux peut permettre d'identifier la période de rotation de l'étoile (e.g. Hébrard & Lecavelier 2006 ; Henry & Winn 2008). Bien que les transits recherchés ont des échelles de temps différentes de la modulation périodique due aux taches, l'activité stellaire dégrade la précision des mesures des paramètres du transit. L'observation continue en photométrie de haute-précision par les satellites CoRoT et Kepler devrait améliorer nos connaissances sur la variabilité stellaire en fonction du niveau d'activité de l'étoile, mais aussi sur les oscillations non-radiales et sur la granulation (Walkowicz & Basri, in prep.). En astrométrie, l'activité stellaire devrait introduire du bruit dans les mesures en déplaçant artificiellement le barycentre du flux stellaire reçu (Hatzes et al. 2002 ; Lanza et al. 2008 ; Makarov et al. 2009).

On voit que l'activité stellaire, avec la présence de taches, est le signal le plus gênant pour la recherche de planètes, que ce soit en VR ou pour les autres méthodes de détection. Le signal le plus fort en terme de perturbation de VR mesurée provoquée par l'activité stellaire est dû aux taches et leurs évolutions temporelles. Les phénomènes dus à l'activité stellaire sont les plus importants car ils ont des échelles de temps et d'amplitude comparables à celles observées pour des planètes (périodes de quelques jours à quelques semaines, voir stabilité d'une zone active sur plusieurs années, et amplitude pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de ms^{-1}). C'est la raison pour laquelle les étoiles actives et les étoiles jeunes étaient jusqu'à récemment écartées des échantillons de recherche de planètes.

Dans la suite du chapitre on va décrire les indicateurs d'activité observables avec un spectrographe à haute-résolution dans le domaine visible, les méthodes pour repérer cette activité et les moyens utilisés pour essayer de corriger ses effets sur les mesures de VR.

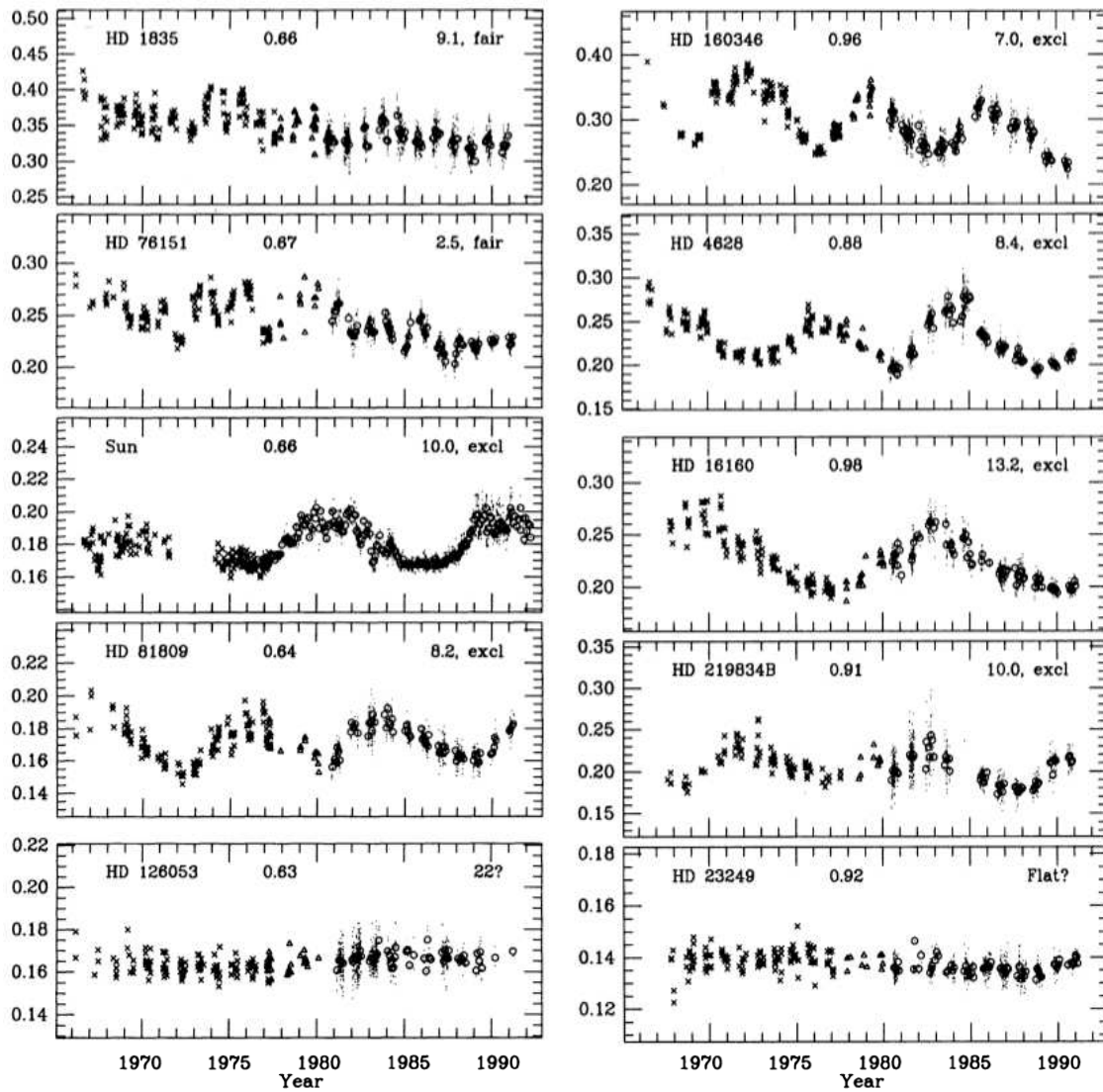


FIG. 2.5 – Variations relatives de l'émission du flux dans les raies du CaII au cours du temps pour différentes étoiles suivies au sein du programme du Mont Wilson. Certaines d'entre elles présentent un cycle d'activité similaire au Soleil, certaines sont variables sans cycle apparent tandis que d'autres semblent rester calmes. En haut, au milieu de chaque graphe est noté le B-V de l'étoile ; l'estimation du cycle d'activité se trouve en haut à droite. (Figure extraite de Baliunas et al. 1995).

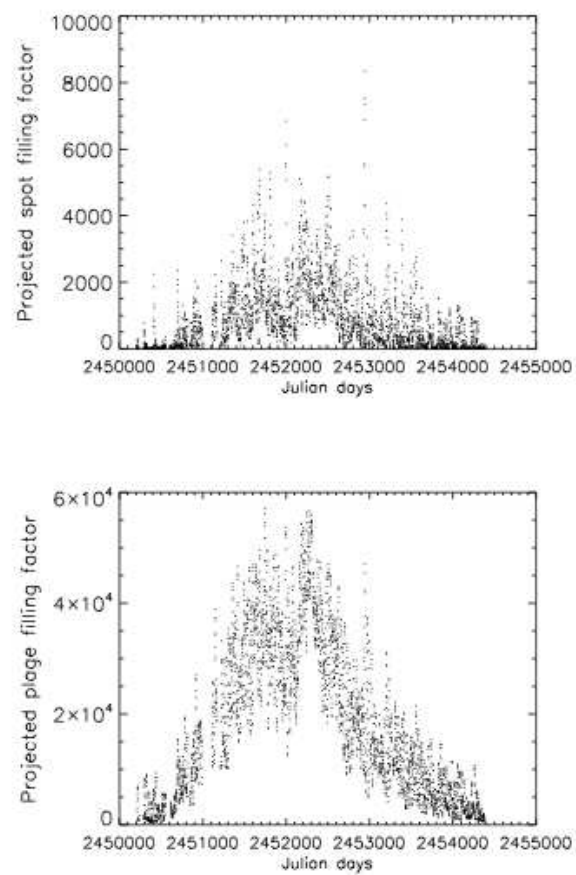


FIG. 2.6 – Facteur de remplissage des taches (*haut*) et des plages (*bas*) au cours d'un cycle du Soleil. Les plages couvrent une plus grande surface que les taches tout au long du cycle d'activité. (Figures extraites de Meunier et al. 2010).

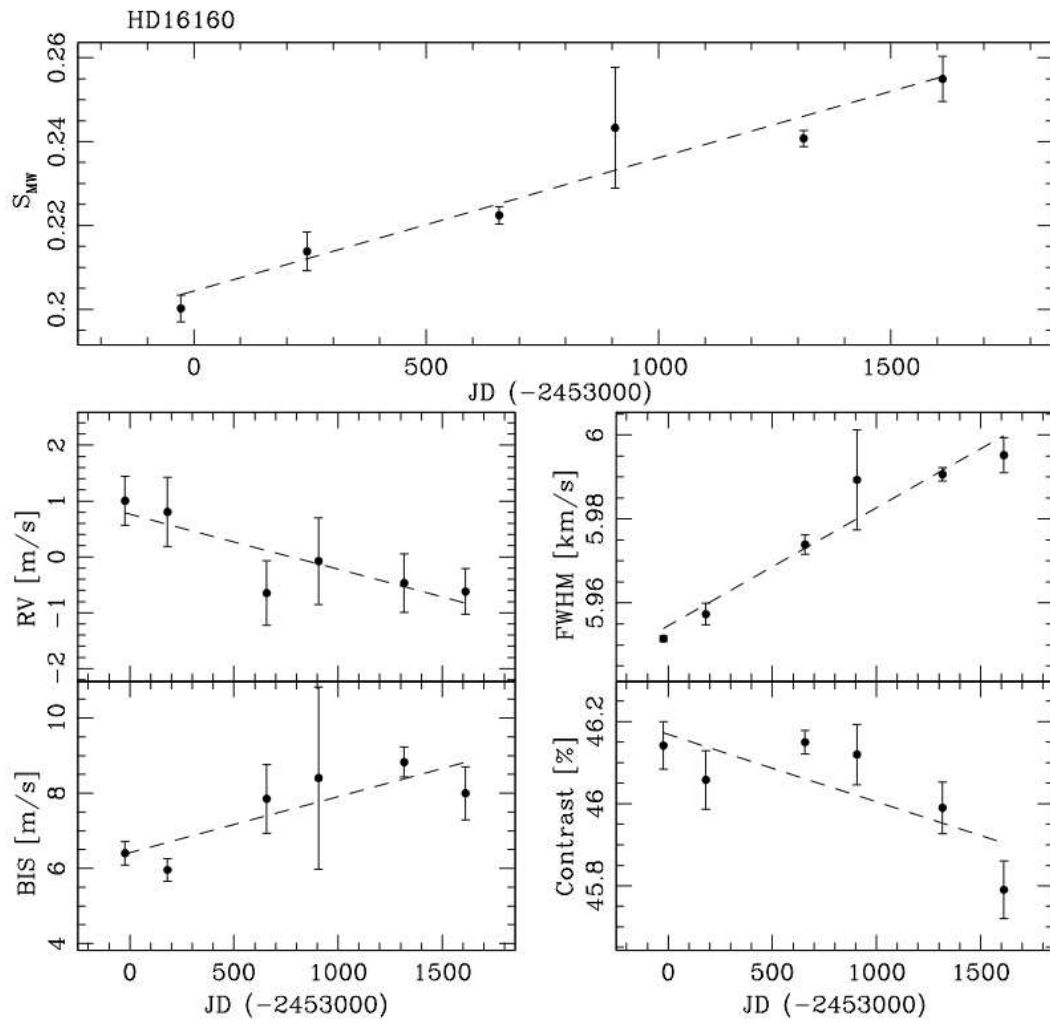


FIG. 2.7 – Mesures de l'indice d'activité S_{MW} , de la VR du bissecteur, de la largeur à mi-hauteur FWHM et du contraste de la CCF de l'étoile HD16160 au cours de l'évolution de son cycle d'activité. (Figure extraite de Santos et al. 2010a).

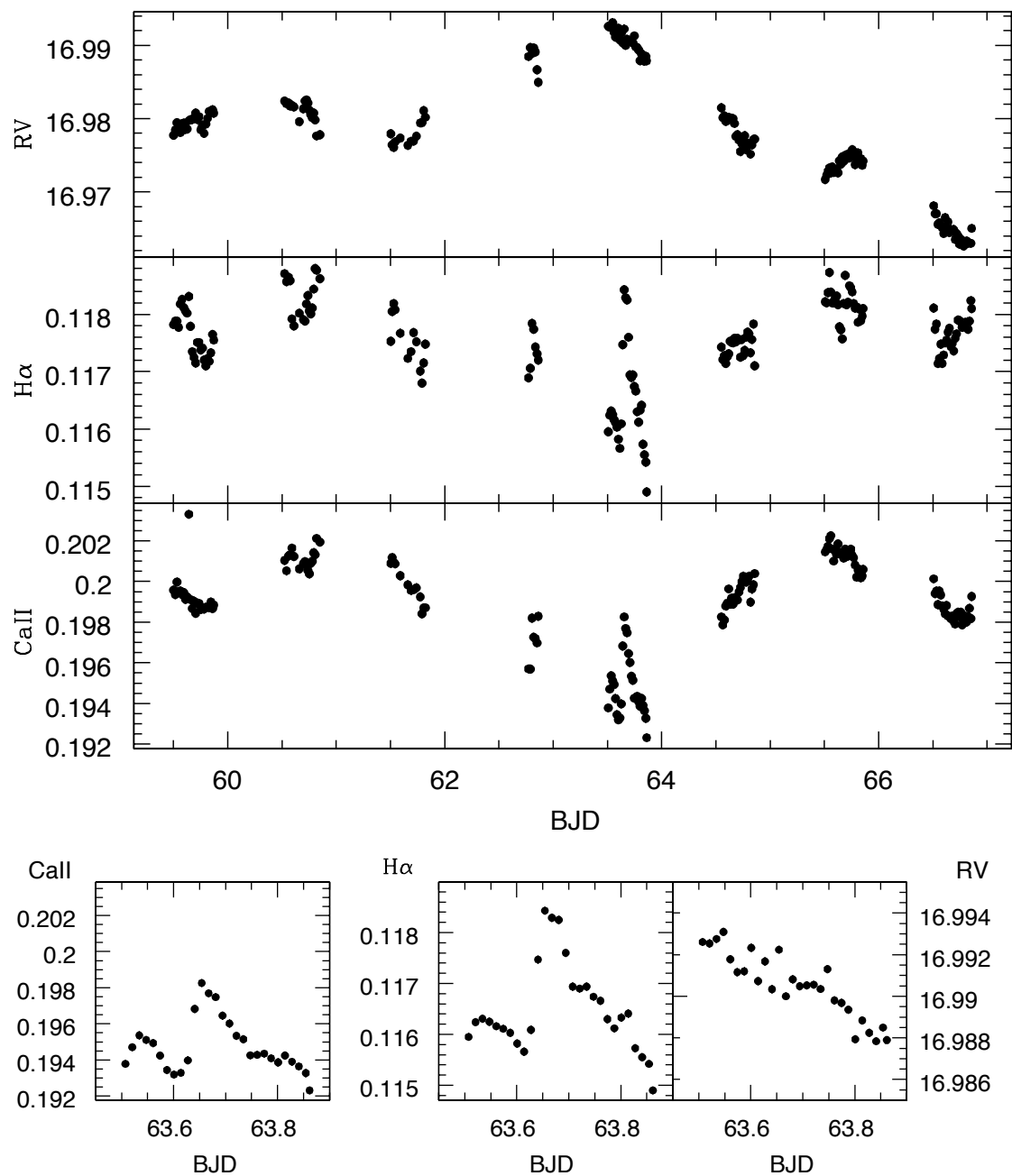


FIG. 2.8 – *En haut* : Indices spectroscopiques des raies actives et mesure de VR pour huit nuits d'observation de l'étoile active ι Hor. *En bas* : Agrandissement sur la nuit de la protubérance supposée. On observe un regain d'activité dans les raies d' $H\alpha$ et dans le CaII. On n'observe pas d'effet dans les vitesses radiales.

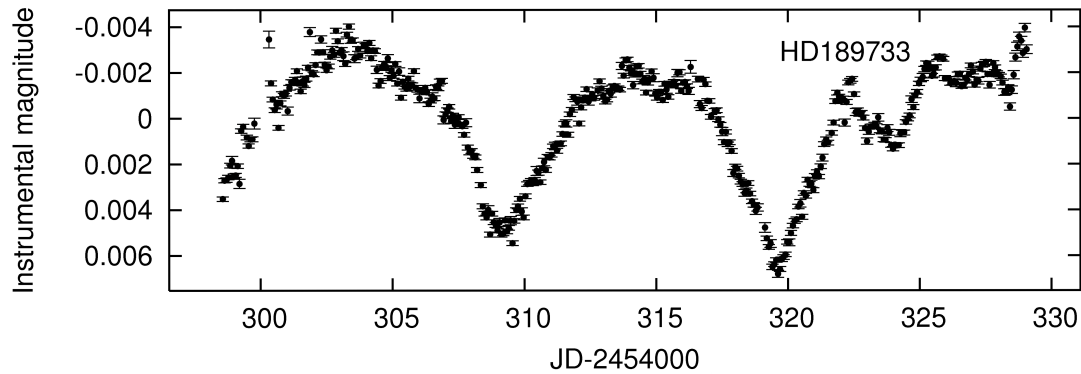


FIG. 2.9 – Photométrie de HD189733 mesurée par le satellite MOST. Une modulation longue période est due aux taches qui apparaissent et disparaissent avec la rotation de la photosphère stellaire.

2.2 Les indices spectroscopiques de l'activité stellaire

Mesures de l'asymétrie des raies

La mesure de la VR se fait à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur la CCF stellaire. C'est une méthode de mesure très efficace jusqu'à des $v \sin I$ de plus de 30 km s^{-1} . La figure 2.10 montre comment la présence d'inhomogénéités à la surface stellaire induit une déformation de la raie moyenne du spectre. Les taches créent un décalage en VR par un effet photométrique. La tache a une température plus faible que le reste de la photosphère ($\Delta T \sim 1500 \text{ K}$ pour le Soleil). Elle présente donc un spectre différent du reste de l'étoile. Pour une étoile en rotation, cette tache va se déplacer par rapport à l'observateur sur différentes tranches de vitesse de rotation projetée de l'étoile. La raie stellaire résultante va donc être déformée au cours du passage de la tache. L'ajustement gaussien est par conséquent faussé lorsque la CCF est asymétrique. C'est de cette façon que la présence de taches induit une variation apparente de la VR. C'est aussi le même mécanisme qui cause l'effet Rossiter-MacLaughlin (cf. chapitre 4).

Lorsque la variation de VR est due à un objet en orbite autour de l'étoile, les raies se décalent en longueur d'onde par effet Doppler mais ne se déforment pas. Pour repérer des effets de vitesse dues à l'activité, on caractérise l'évolution de la symétrie de la CCF en fonction des variations de VR. On note que cette variation de la symétrie de la CCF peut également être le signe d'un système triple non-résolu (binaire de fond) où une composante secondaire variable induit un effet Doppler apparent sur la primaire (Figure 2.11).

Mesure de la pente du bissecteur Le bissecteur est une mesure au premier ordre de l'asymétrie de la raie. Le bissecteur est la courbe qui joint les milieux des sécantes tracées dans la CCF parallèlement à l'axe des vitesses. Cette mesure a été utilisée pour caractériser les phénomènes convectifs. Livingston (1991) notait ainsi des variations de l'asymétrie des raies du Soleil pendant certaines phases du cycle d'activité qui sont interprétées comme des changements dans les propriétés convectives de l'étoile, les variations du flux magnétique modifiant les cellules convectives. Ces phénomènes ont aussi été observés sur d'autres étoiles (Gray et al. 1992 ; Saar & Baliunas 1992). Le bissecteur est utilisé dans la recherche des exoplanètes pour caractériser des variations apparentes de VR dues à l'activité (e.g. Hatzes et al. 1999 ; Queloz et al. 2001).

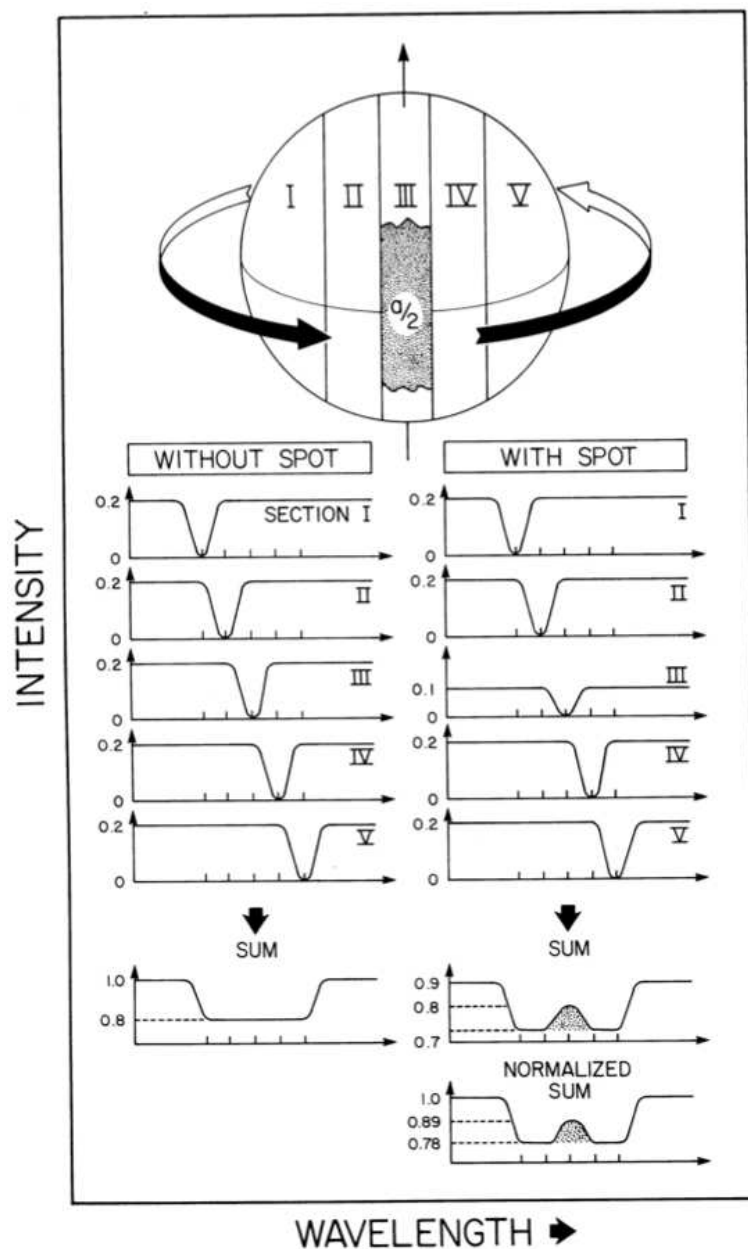


FIG. 2.10 – Illustration de la déformation de la raie moyenne du spectre, la CCF, due à la présence d'une tache sombre sur la photosphère stellaire. Cette déformation se déplace dans la raie en fonction de sa position. (Figure extraite de Vogt & Penrod 1983)

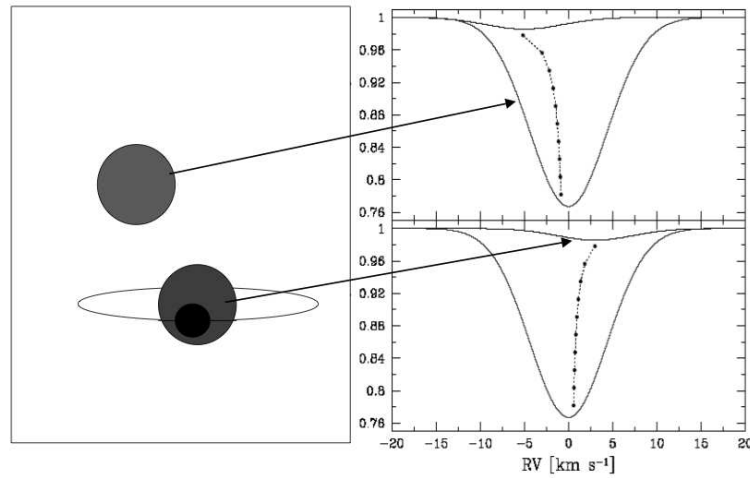


FIG. 2.11 – Schéma illustrant comment un système triple non-résolu ou binaire de fond, induit des variations de VR de l'étoile principale et comment ce phénomène se traduit dans le bissecteur. (Figure extraite de Bouchy 2005)

Le Vspan est calculé comme la pente de ce bissecteur. Sa valeur est la différence entre une partie haute (entre 60 et 90% de la profondeur de la raie) et une partie basse (entre 10 et 40 %) comme illustré sur la Figure 2.12. Lorsque des variations de vitesse sont uniquement dues à la présence d'activité stellaire, on s'attend à ce que les variations du bissecteur soient anticorrélées avec celles de la vitesse.

La figure 2.13 est le résultat de simulations de taches. Elle montre que l'anticorrélation entre le Vspan et la VR, lorsque les variations des paramètres mesurés sont dues à l'activité, est plus proche d'un huit incliné que d'une simple pente. La forme de cette relation Vspan-VR vient de la méthode de calcul du Vspan. Lorsque la tache n'est pas visible, il n'y a pas d'effet ni en VR ni pour le Vspan. Dans cette situation, on est sur le point (0,0), soit sur le point rouge de la Figure 2.13. On repasse par ce point zéro lorsque la tache est au centre de la ligne de visée. La relation Vspan-VR forme une boucle entre le moment où la tache est au limbe et celui où elle est au centre de la photosphère visible. On peut suivre la relation entre la position de la tache et la corrélation Vspan/VR sur la Figure 2.13. La boucle (en violet) se forme dans un domaine où l'effet en VR est important mais où le Vspan devient de moins en moins sensible. Cela vient du fait que la déformation due à la tache atteint un domaine de la CCF où le calcul du Vspan ne prend pas en compte cette déformation (partie verte entre les domaines mauves et bleus du calcul du Vspan sur la figure 2.12).

On pourrait chercher à améliorer le calcul de ce Vspan pour obtenir une relation plus proche d'une droite. Néanmoins, après quelques essais, cela me semble difficile car il faudrait conserver suffisamment de S/B dans chaque zone du calcul de la pente du bissecteur.

Autre mesure de l'asymétrie des raies On propose une autre façon de mesurer l'asymétrie de la raie. Pour cela, on utilise des ajustements gaussiens en ne sélectionnant que certaines parties de la CCF comme illustré dans la figure 2.14. On obtient pour chaque ajustement une mesure de vitesse qui correspond au minima de la gaussienne ajustée. Deux mesures sont obtenues, une vitesse haute qui ne prend en compte que le haut de la raie moyenne, et une vitesse basse. La différence entre ces deux vitesses permet d'obtenir une autre estimation de l'asymétrie de la raie.

Les détails du calcul de ce BIS sont donnés dans la section 2.3 de l'article **Boisse et al. (2010b)** [11], rapporté dans cette thèse en section 2.4.2. On montre aussi dans cet article que

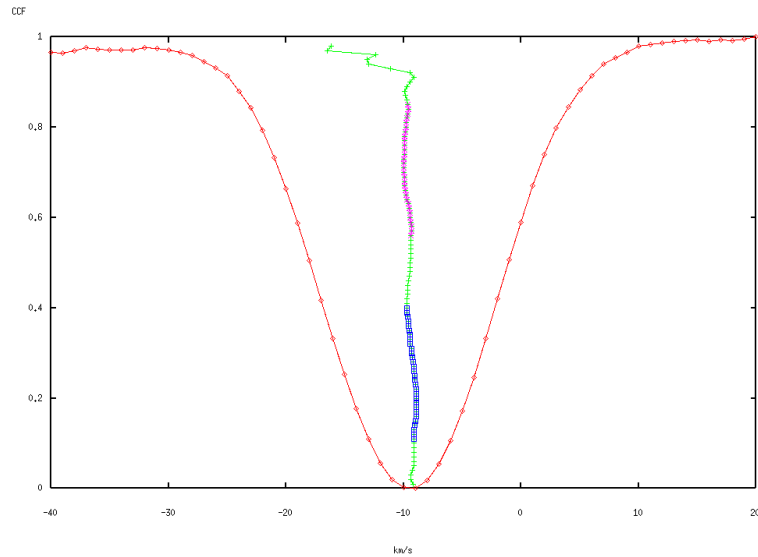


FIG. 2.12 – CCF et bissecteur SOPHIE. L'échelle en x du bissecteur a été augmentée 10 fois. La mesure du Vspan est illustrée. Elle correspond à la différence entre la moyenne de la partie haute (en mauve) et celle de la partie basse (en bleu).

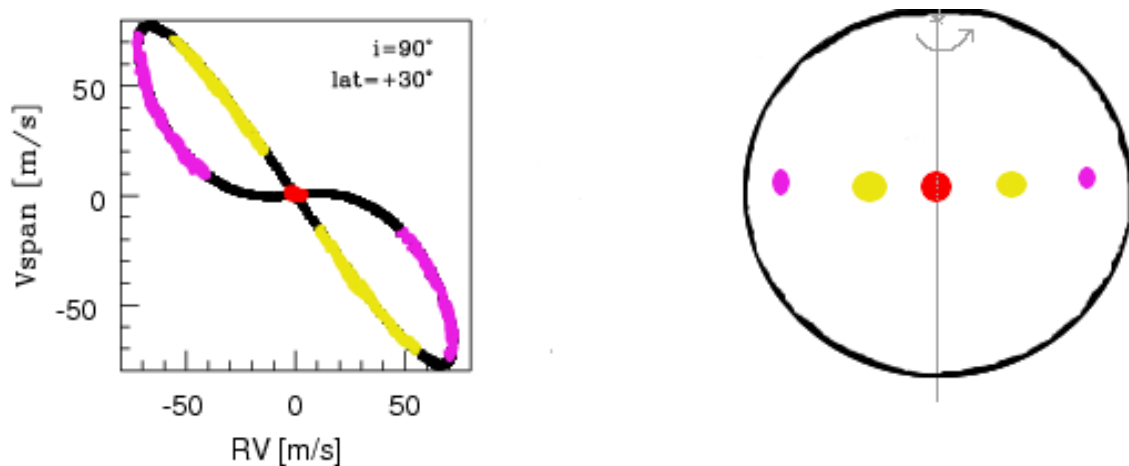


FIG. 2.13 – Vspan en fonction de la VR calculés à partir de simulations de taches. On voit que la relation n'est pas une droite mais se rapproche plutôt d'un huit incliné. Les couleurs illustrent la position de la tache en longitude par rapport à l'axe de visée pour les variations du bissecteur en fonction de celles des VR.

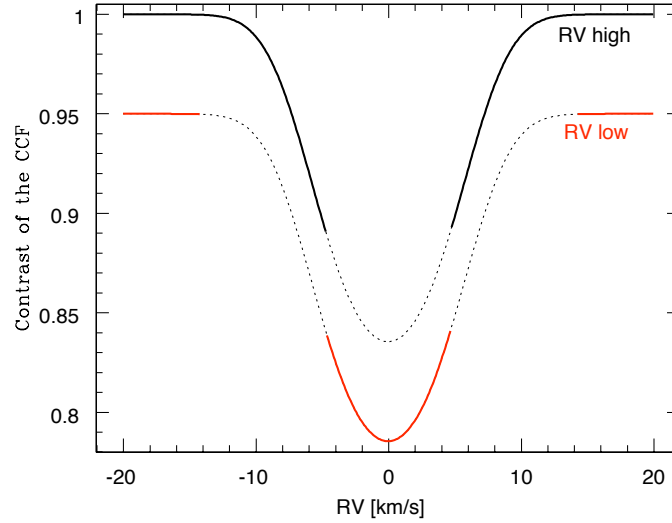


FIG. 2.14 – Illustration des zones de la CCF sélectionnées pour y ajuster une gaussienne de façon à calculer la vitesse haute (en haut en noir) et la vitesse basse (en bas en rouge). La différence de ces deux vitesses permet de mesurer l’asymétrie de la CCF.

cette mesure de l’asymétrie de la raie, réalisée en utilisant d’avantage d’informations de la CCF, est plus robuste que le calcul du V_{span} à très bas S/B.

La vitesse de rotation projetée stellaire : le $v \sin I$

Nous avons vu dans le premier chapitre que la VR est mesurée à partir de la CCF qui est équivalente à une raie moyenne du spectre (pour les raies considérées dans le masque de corrélation). Les raies sont directement affectées par des caractéristiques physiques de l’étoile comme ses paramètres atmosphériques (abondances, expansion thermique,...), sa micro et macro turbulence, sa vitesse de rotation. On peut donc, à partir de l’analyse des caractéristiques de la CCF, obtenir une estimation de certains paramètres stellaires.

On cherche à mesurer la vitesse de rotation projetée de l’étoile, le $v \sin I$, avec I l’inclinaison de l’axe de rotation de l’étoile par rapport à la ligne de visée, que l’on différencie de i , l’angle d’inclinaison de la perpendiculaire à l’orbite planétaire par rapport à la ligne de visée. Le $v \sin I$ ne dépend que de la largeur de la raie, mesurée par la FWHM de la gaussienne ajustée sur la CCF. Les détails de cette calibration pour dériver le $v \sin I$ sont donnés dans l’Annexe B.1 de l’article **Boisse et al. (2010b) [11]**, article rapporté dans la section 3.4

La mesure du $v \sin I$ n’est pas un indicateur direct de l’activité puisqu’il est la mesure de la vitesse de rotation de l’étoile projetée sur le plan du ciel. Toutefois, plusieurs travaux montrent une relation observationnelle entre le $v \sin I$, l’activité et l’âge stellaire (e.g. Noyes et al. 1984 ; Soderblom et al. 1991 ; Mamajek & Hillenbrand 2008). Pour résumer simplement, plus le $v \sin I$ est élevé, plus l’étoile peut être jeune et plus celle-ci peut être active.

D’autre part, une tache sur une étoile avec un grand $v \sin I$ induit un effet en VR plus important en amplitude qu’une tache identique sur une étoile tournant lentement. Ceci a été mis en évidence par plusieurs travaux de simulations de taches (Saar & Donahue 1997 ; Desort et al. 2007).

On note de plus que pour un grand $v \sin I$, l’élargissement des raies induit une incertitude plus grande sur la mesure de VR (cf. Fig.A.1 de **Boisse et al. 2010b [11]**). Pour toutes ces raisons, les étoiles ayant un $v \sin I$ important n’étaient pas privilégiées dans la recherche de planètes avec une haute-précision en VR.

Mesure de VR avec différents masques

Les variations de mesure de VR d'une étoile, dues à la présence d'un objet en orbite autour d'elle, viennent de l'effet Doppler sur les raies qui induit un décalage et non une déformation des raies. L'amplitude de la variation Doppler ne change pas suivant le masque de corrélation utilisé. On peut utiliser les différents masques de corrélation pour vérifier que l'amplitude d'un signal périodique ne varie pas en fonction du masque.

L'amplitude des mesures de VR peut varier en fonction du masque utilisé pour calculer les VR à cause de l'activité stellaire, par la présence de taches sombres ou brillantes. L'amplitude de l'effet en VR d'une tache est proportionnelle à la différence de température de celle-ci avec la photosphère environnante. Une tache froide sur une étoile de type G aura un spectre plus proche d'une étoile de type M. En corrélant le spectre d'une étoile de type G avec une tache avec un masque M, on diminue l'amplitude en VR de l'effet de la tache. En observant dans l'infrarouge proche, par exemple avec CRIRES au VLT, on peut s'affranchir d'avantage des déformations spectrales dues à l'activité (Huélamo et al. 2008).

La variation de l'amplitude de VR en fonction du masque est aussi utilisée pour détecter la présence d'un système triple ou d'une binaire de fond dont les flux sont mélangés et qui montre une variation de VR apparente de l'étoile principale. Ces cas sont détectables par ce biais si les étoiles du système ont des types spectraux différents de la même façon que les taches présentent un spectre différent de la photosphère. Je renvoie aux Tables 4.1 et 4.2 du chapitre 4 pour une illustration de ce phénomène.

Les raies spectrales

De nombreuses raies spectrales tracent les régions actives et permettent de suivre les variations des inhomogénéités de la surface stellaire. Je vais me concentrer ici sur les raies observables dans le visible. Ce sont, le plus souvent, des raies de résonance liant le niveau fondamental d'un atome ou d'un ion à un niveau proche plus excité. Ce peut être aussi des raies appartenant à des éléments abondants. Selon les conditions de dominance de leur fonction source et selon leur profondeur optique, elles apparaissent soit totalement en émission, soit avec une émission centrale (on parle de raies autorenversées) dans les ailes larges en absorption.

Parmi ces raies, on note l'importance des raies H et K du Ca II ainsi qu' $H\alpha$. Il y a aussi les raies de l'hélium neutre, comme celle à 5876 Å, qui ne sont pas des raies de résonance mais dont l'énergie d'excitation nécessaire à leur formation est assez grande pour qu'on puisse affirmer que ces raies ne se forment pas dans la photosphère, au moins pour les étoiles de type solaire.

Les futurs spectrographes de haute-précision et à haute-résolution dans le proche infrarouge permettront le suivi d'autres raies spectrales sensibles à l'activité comme le triplet du calcium vers 8550 Å ou la raie de l'hélium neutre à 10830 Å.

Les raies du Calcium H & K

Ces deux raies d'absorption à 3933.68 Å et 3968.5 Å sont observables sur toutes les naines des F tardives aux M précoces (Figure 2.15). Elles présentent une raie d'émission en leur centre dans les zones actives du Soleil. Cette ré-émission a lieu au niveau des plages brillantes dans la chromosphère chauffée par le champ magnétique qui émergent directement de la photosphère dans les zones actives. Les taches apparaissant toujours accompagnées de plages dans les zones actives et bien que l'inverse ne soit pas vrai (des plages sont visibles sur le Soleil sans être accompagnées de taches), on se sert de ces raies pour suivre aussi les taches. On mesure le flux dans ces raies par rapport au continuum. Noté le plus

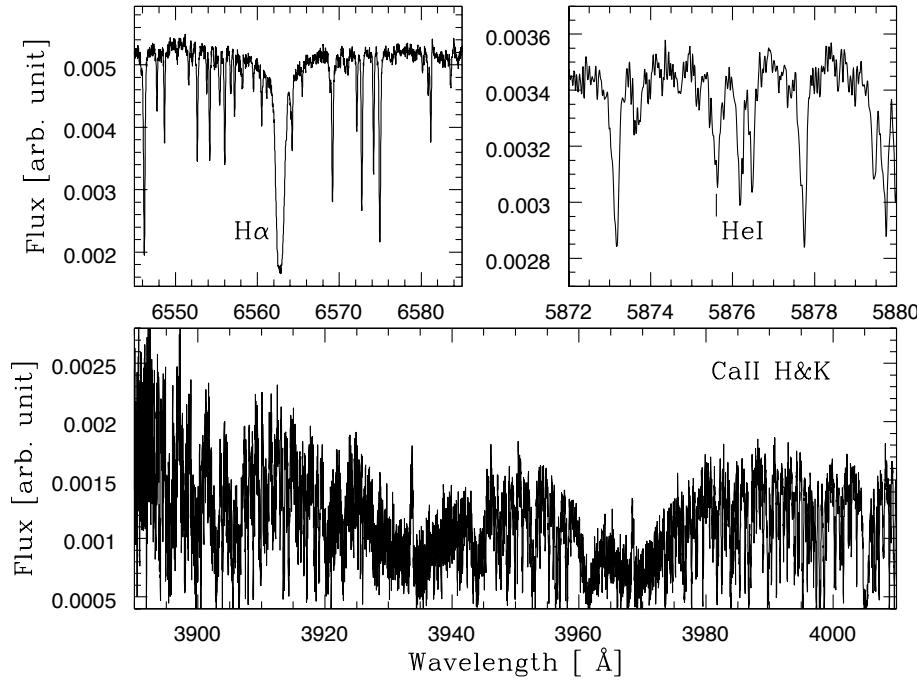


FIG. 2.15 – Trois raies spectrales utilisées pour le suivi de l’activité dans le spectre d’HD189733. En haut à gauche, H α , en haut à droite, l’Hélium I et en bas, les deux raies renversées H et K du Ca II.

souvent S , cet indice est proportionnel à la surface de l’étoile couverte par les plages et à l’intensité du chauffage de la chromosphère par le champ magnétique. Cette mesure de flux est donc directement proportionnel à l’activité magnétique au niveau de la photosphère stellaire. Le calcul de cet indice est détaillé dans la section 5.1 par **Boisse et al. (2009)** [4]. En mesurant les variations relatives de cet indice, on suit le niveau d’activité de la surface visible de l’étoile.

La raie H α

La raie H α à 6562.808 Å est une importante raie d’absorption pour les étoiles de type solaire (Figure 2.15). Elle est produite principalement par photo-ionisation dans la chromosphère calme (Frasca et al. 2010). Au niveau des plages stellaires chromosphériques, chauffées par le champ magnétique, la raie H α est produite en émission. Sur le Soleil, on observe que cette raie trace aussi les filaments en absorption (Meunier & Delfosse 2009).

De la même façon que pour le calcium, on peut déterminer un indice pour suivre l’évolution de la raie. Le calcul de cet indice est détaillé dans la section 5.2 par **Boisse et al. (2009)** [4].

La raie d’hélium I

La raie d’hélium I à 5876 Å (D3) est aussi un indicateur d’activité chromosphérique dans le domaine visible. Son absorption montre une excellente corrélation spatiale avec les plages solaires (Landman 1981). Dans les étoiles modérément actives de type F à K, cette raie est normalement en absorption (Figure 2.15) et constitue le signe d’une température de l’ordre de 10 000 K dans la couche où elle est formée, c’est-à-dire pour le Soleil dans la haute chromosphère. Cette raie permet de délimiter les zones de fort champ magnétique.

De la même façon que pour le calcium, on peut déterminer un indice pour suivre l’évo-

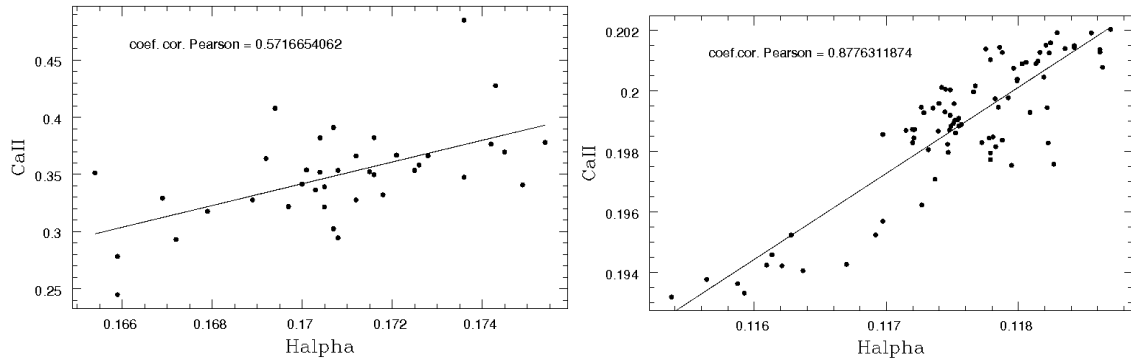


FIG. 2.16 – Corrélation entre les indices d’activité calculés dans les raies du CaII et d’H α pour deux étoiles : à gauche, HD 189733, et à droite, ι Hor. On voit que le coefficient de corrélation n’est pas pour les deux étoiles.

lution de la profondeur de la raie. Le calcul de cet indice est détaillé dans la section 5.3 par Boisse et al. (2009) [4]. Mais on note que cette raie est située dans une zone où l’on trouve des raies telluriques qui polluent le spectre. Cela nécessite une attention particulière du spectre pour soustraire ces raies et avoir une mesure fiable de la raie d’hélium.

Saar et al. (1997) dérivent une relation entre l’absorption dans la raie de HeI D3, la rotation et l’activité stellaire pour les étoiles naines G et K. Pour les périodes de rotation supérieures à 4 jours, les auteurs trouvent que $F_{D3} \propto P_{\text{rot}}^{-1.2}$. Pour les périodes de rotation inférieures à 4 jours, cette relation dépendrait du type spectral. Ils étudient aussi la corrélation entre les flux émis dans les raies du Calcium II et celui absorbé dans l’hélium et suggèrent $F_{D3} \propto \Delta F_{\text{HK}}^{-1.5}$.

Corrélation entre ces différentes raies

Cincunegui et al. (2007) montrent que pour un échantillon d’étoiles, la corrélation entre les indicateurs d’H α et de CaII peut varier de 1 à -1. Shkolnik et al. (2008) notent aussi que les corrélations entre les différents indicateurs d’activité varient d’une étoile à l’autre. Dans la figure 2.16, cet effet est illustré pour deux étoiles étudiées en détails pendant cette thèse HD 189733 et ι Hor.

Meunier & Delfosse (2009) montrent que le coefficient de corrélation entre les indices du CaII et d’H α varie au cours du cycle d’activité du Soleil. Les auteurs montrent que cette variation vient du fait que les deux raies ne sont pas sensibles aux mêmes éléments d’activité. Tandis que le CaII trace uniquement les plages en émission, H α trace les plages en émission et les filaments en absorption. De plus, la surface des plages tracées par H α est plus petite que celle marquée au CaII, car cette dernière raie est formée plus haut dans la chromosphère.

Indice du niveau d’activité : le $\log R'_{\text{HK}}$

Si l’on veut comparer le niveau d’activité de différentes étoiles, on se rapporte au $\log R'_{\text{HK}}$. Cet indice permet de mesurer le niveau de flux émis seulement par la chromosphère stellaire en soustrayant la composante photosphérique. Il dérive du calcul du S discuté dans le paragraphe précédent qui calcule le flux dans les raies du calcium II. On soustrait de celui-ci, l’émission qui provient de la photosphère et qui n’est pas relié à un effet du champ magnétique. Cette émission photosphérique dépend de la température et donc du type spectral de l’étoile.

On peut ainsi relier le niveau du flux émis au niveau de la chromosphère stellaire dans les raies du CaII H et K à l'intensité magnétique stellaire, donc au niveau d'activité de l'étoile. Le $\log R'_{\text{HK}}$ trace bien le cycle solaire, puisque le Soleil passe de -4.75 en temps actif à -5.05 lorsqu'il est calme. On peut ainsi catégoriser les étoiles ainsi : très actives ($\log R'_{\text{HK}} \geq -4.2$), actives ($-4.2 \geq \log R'_{\text{HK}} \geq -4.75$), calmes ($-4.75 \geq \log R'_{\text{HK}} \geq -5.1$) et très calmes (ou les étoiles qui sont en train d'évoluer vers les géantes, $\log R'_{\text{HK}} \leq -5.1$) (e.g. Henry et al. 1996).

La méthode de calcul que j'ai implémenté sur SOPHIE est décrite en détails dans l'annexe C de l'article **Boisse et al. (2010b)** [11] présenté dans la Section 3.2. Cet indice calculé automatiquement après une mesure stellaire dans le pipeline de réduction des données SOPHIE permet de mettre de côté les étoiles trop actives ($\log R'_{\text{HK}} \geq -4.8$) pour la recherche de planètes de faible masse.

2.3 Suivre l'activité stellaire

Intérêts et limitations des indicateurs d'activité

Les indicateurs décrits dans la section précédente permettent d'identifier la cause stellaire comme source de périodicité des mesures de VR. Mais ces indicateurs ont des limitations, et il n'est pas rare d'en utiliser plusieurs pour identifier avec certitude les causes de la variabilité des VR.

L'étoile G0V, HD166435, présente des variations de VR sinusoïdales stables pendant plusieurs années avec une période de 3.8 jours (Queloz et al. 2001). L'observation quasi-simultanée des VR et du Vspan, du niveau de flux dans les raies H et K du CaII et de la photométrie est bien expliquée par une tache en rotation avec la surface stellaire. La périodicité de la courbe de VR se déphase au cours du temps à cause des disparitions et apparitions successives des taches dans une zone active qui se décale lentement sur la photosphère. La cohérence du signal est de 30 jours, ce qui correspond à une zone active avec un temps de vie d'environ huit périodes de rotation. Dans ce cas, tous les indices d'activité montrent la présence de la tache.

Hernán-Obispo et al. (2009) annoncent la présence d'un Jupiter chaud autour de l'étoile jeune BD+201790 mais des mesures plus précises en VR obtenues avec CORALIE réfutent cette observation (Figueira et al. 2010a). Figueira et al. (2010a) montrent qu'on peut ne pas résoudre l'anticorrélation bissecteur vitesse si les mesures couvrent mal la période de rotation, ce que l'on verra aussi dans la section 2.4.

Bonfils et al. (2007) montrent avec la photométrie et les indices d'activité qu'un des signaux périodiques caractérisés dans les VR de GJ674 est dû à l'activité stellaire. En revanche, parce que l'étoile tourne très lentement, le bissecteur n'est pas assez sensible pour caractériser l'activité. De même, TW Hya montre des variations de VR dues à une tache, mais les variations du bissecteur ont une amplitude trop faible pour être détectées par Setiawan et al. (2008) ou par Huélamo et al. (2008). Le fait que la mesure du Vspan ou du BIS ne trace plus la déformation de la raie lorsque le $v \sin i$ est faible est confirmé par l'étude de simulations (Saar et al. 2003 ; Desort et al. 2007).

Ainsi, des étoiles peuvent présenter un signal d'activité même avec un $v \sin i$ faible. Dans ce cas, la mesure de l'asymétrie de la raie, via le calcul du Vspan ou du BIS, peut ne pas tracer l'activité. Des mesures complémentaires photométriques, comme les indices provenant des raies d'activité, peuvent donner un indice des périodes de modulation. Mais la mesure des variations du flux dans ces raies nécessite des observations à haut S/B et sans pollution lumineuse (i.e. avec une calibration simultanée en longueur d'onde avec la lampe Th-Ar) et les mesures photométriques devraient être observées avec un autre instrument.

De plus, les indices provenant des raies actives varient en fonction des étoiles et du cycle et n'indiquent pas précisément un niveau d'amplitude de dispersion en VR mais seulement un ordre de grandeur (Santos et al. 2000).

Surveiller HD 189733, une étoile active abritant une planète

Durant l'été 2007, le Consortium SOPHIE a fait des mesures de HD 189733 simultanément en spectroscopie avec SOPHIE et en photométrie avec MOST. MOST est un satellite spatial canadien dont l'un des projets scientifiques est l'asterosismologie et permet de mesurer précisément le flux de l'étoile.

On a souhaité suivre l'activité de l'étoile simultanément en spectroscopie et en photométrie en utilisant les indicateurs d'activité cités dans la section précédente. HD 189733 a été choisie car, d'une part, c'est une étoile active ($\log R'_{\text{HK}} \sim -4.4$), d'autre part, elle possède un Jupiter chaud en orbite découvert par Bouchy et al. (2005c). Ce système est très étudié car ce Jupiter chaud est en transit devant son étoile qui est brillante ($M_V = 7.7$) et de petite dimension (type spectral K). Son transit est facilement détectable et a donné lieu à de nombreux travaux de caractérisation d'atmosphère planétaire (e.g. Deming et al. 2006 ; Knutson et al. 2007 ; Lecavelier et al. 2010). Cette planète tourne autour de son étoile en 2.2 jours tandis que la rotation de l'étoile est caractérisée par des variations photométriques de 11.953 jours de période (Hébrard & Lecavelier 2006 ; Henry & Winn 2008). Les deux périodicités sont donc suffisamment différentes pour séparer les phénomènes stellaires des effets planétaires dans les mesures de VR.

Les différents objectifs de ce travail sont :

- utiliser toutes les données de VR publiées en complément de celles-ci pour caractériser au mieux les paramètres de la planète. Le fait que cette planète transite a permis une caractérisation très précise de sa période orbitale ainsi que de sa phase et des contraintes ont été données sur son excentricité (Knutson et al. 2007 ; Winn et al. 2007). Les mesures de VR sont les seules à pouvoir mieux contraindre l'amplitude de l'orbite.
- caractériser les variations de VR qui sont dues à l'activité de l'étoile ;
- soustraire l'effet de l'activité dans les mesures pour les séparer de l'effet de la planète ;
- contraindre la présence d'autres objets dans le système ;
- chercher des signes d'interaction entre l'étoile et sa planète.

Publication

Stellar activity of planetary host star HD 189733

I. Boisse, C. Moutou, A. Vidal-Madjar, F. Bouchy, F. Pont, G. Hébrard, X. Bonfils, B. Croll, X. Delfosse, M. Desort, T. Forveille, A.-M. Lagrange, B. Loeillet, C. Lovis, J. M. Matthews, M. Mayor, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, J. F. Rowe, N. C. Santos, D. Ségransan, and S. Udry

Astronomy & Astrophysics, vol. 459, pp. 959-966 (2009)

Stellar activity of planetary host star HD 189733[★]

I. Boisse¹, C. Moutou², A. Vidal-Madjar¹, F. Bouchy¹, F. Pont³, G. Hébrard¹, X. Bonfils^{5,6}, B. Croll⁷, X. Delfosse⁴, M. Desort⁴, T. Forveille⁴, A.-M. Lagrange⁴, B. Loeillet², C. Lovis⁵, J. M. Matthews⁸, M. Mayor⁵, F. Pepe⁵, C. Perrier⁴, D. Queloz⁵, J. F. Rowe⁸, N. C. Santos⁶, D. Ségransan⁵, and S. Udry⁵

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS (UMR 7095)-Université Pierre & Marie Curie, 98bis bd. Arago, 75014 Paris, France
e-mail: i.Boisse@iap.fr

² Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS (UMR 6110)-Université de Provence, Pôle de l'Etoile Site de Château-Gombert, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille cedex 13, France

³ School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, United Kingdom

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, CNRS (UMR 5571)-Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

⁵ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁶ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

⁷ Dept. of Astronomy & Astrophysics, Univ. Toronto, 50 George St., Toronto, ON M5S 3H4, Canada

⁸ University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, BC V6T 1Z1, Canada

Received date; accepted date

ABSTRACT

Aims. Extra-solar planet search programs require high-precision velocity measurements. They need to determine how to differentiate between radial-velocity variations due to Doppler motion and the noise induced by stellar activity.

Methods. We monitored the active K2V star HD 189733 and its transiting planetary companion, which has a 2.2-day orbital period. We used the high-resolution spectrograph *SOPHIE* mounted on the 1.93-m telescope at the Observatoire de Haute-Provence to obtain 55 spectra of HD 189733 over nearly two months. We refined the HD 189733b orbit parameters and placed limits on both the eccentricity and long-term velocity gradient. After subtracting the orbital motion of the planet, we compared the variability in spectroscopic activity indices with the evolution in the radial-velocity residuals and the shape of spectral lines.

Results. The radial velocity, the spectral-line profile, and the activity indices measured in He I (5875.62 Å), H α (6562.81 Å), and both of the Ca II H&K lines (3968.47 Å and 3933.66 Å, respectively) exhibit a periodicity close to the stellar-rotation period and the correlations between them are consistent with a spotted stellar surface in rotation. We used these correlations to correct for the radial-velocity jitter due to stellar activity. This results in achieving high precision in measuring the orbital parameters, with a semi-amplitude $K = 200.56 \pm 0.88 \text{ m s}^{-1}$ and a derived planet mass of $M_P = 1.13 \pm 0.03 M_{Jup}$.

Key words. techniques: radial velocities - stars: planetetary system - stars: individual: HD 189733 - stars: activity

1. Introduction

The precision of radial-velocity (RV) searches for exoplanets depends on the noise induced by photospheric luminosity variations due to active regions (e.g. Santos et al. 2002). Until now, most active stars have been rejected from major RV surveys, but these systems might be interesting objects such as HD 189733. Planets around active stars are now found by research instruments such as CoRoT, and need radial-velocity follow-up (Alonso et al. 2008). Monitoring the activity of active planetary-host stars may provide a means of disentangling radial-velocity variations due to Doppler motion from the noise induced by stellar activity, i.e. dark spots in the photospheric region.

HD 189733 is a well-known planet-hosting system discovered by Bouchy et al. (2005) in a metallicity-biased search for transiting hot Jupiters with the ELODIE spectrograph, then mounted on the 1.93m telescope at Observatoire de Haute-Provence (OHP). It is one of the two brightest transiting systems ($V = 7.7$) and thus the parameters of the system are

well constrained, thanks to a series of detailed spectroscopic and photometric monitoring programs (Bouchy et al. 2005; Bakos et al. 2006b; Winn et al. 2007). Such monitoring constrains the orientation of the system and the possibility of there being another planet in the system (Croll et al. 2007; Miller-Ricci et al. 2008). For instance, *HST* photometry excluded with high probability the presence of Earth-sized moons and Saturn-type debris rings around the planet, and excluded a massive second planet in outer 2:1 resonance (Pont et al. 2007).

HD 189733 is a chromospherically active star. This dwarf star is classified as a variable of type BY Dra, i.e. K stars with quasiperiodic photometric variations, on timescales ranging from hours to years. Hébrard & Lecavelier des Etangs (2006) detected stellar microvariability in *Hipparcos* photometric data. Winn et al. (2006) found that HD 189733 exhibits velocity noise or "photospheric jitter" with an amplitude of 12 m s^{-1} . Henry & Winn (2008) used the optical photometric variability due to spots and plages carried into and out of view as the star rotates to determine the rotation period of the star.

Activity is a signature of stellar magnetism. Moutou et al. (2007) completed spectropolarimetric measurements of HD 189733 to derive theoretical models of planet-star magnetic interaction with quantitative constraints. They observed activity

[★] Based on observations collected with the *SOPHIE* spectrograph on the 1.93-m telescope at Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France, by the *SOPHIE* Consortium (program 07A.PNP.CONNS)

signatures that varied mostly with the rotation period of the star. They found that the chromospheric-activity index measured in the Ca II H&K lines and Zeeman signatures are consistent with a moderate field being present at the stellar surface that is modulated by the rotation cycle. Shkolnik et al. (2007) monitored the Ca II H&K lines chromospheric index and associated the index variability with an active region rotating with the star. Moreover, they identified an additional flare potentially induced by interactions with the hot Jupiter.

In this article, we monitor activity using all the parameters available from high-precision spectroscopic measurements: radial-velocity, bisector of the lines, and chromospheric indices measured in He I (5875.62 Å), H α (6562.81 Å), and the Ca II H&K lines (3968.47 Å and 3933.66 Å, respectively).

Section 2 describes the observations and the data reduction process. The refined parameters of the HD 189733b orbital solution are discussed in Sect. 3. In Section 4, we examine the radial-velocity residuals and the bisector behavior, followed by a study of the chromospheric activity in Sect. 5. In the last section, we analyze the correlation between parameters and how this analysis may be used to disentangle radial-velocity variation from the noise induced by activity-related phenomena.

2. Observations and data reduction

Fifty-five radial-velocity (RV) measurements were obtained between 12 July 2007 and 23 August 2007 with the high-resolution *SOPHIE* spectrograph (Bouchy et al. 2006) mounted on the 1.93-m telescope at the Observatoire de Haute-Provence, France. We gathered about two exposures per night to sample correctly both the short orbital period (≈ 2.2 days) and the longer rotation period of the star (≈ 12 days). This *SOPHIE* campaign was performed simultaneously with a *MOST* photometric campaign, discussed shortly hereafter.

The observations were conducted in the high-resolution mode ($R=\lambda/\delta\lambda \sim 75\,000$). The simultaneous Thorium-Argon (ThAr) lamp was used to achieve higher precision in RV measurements. The typical exposure time was 6 minutes, sufficiently long to reach an average signal-to-noise ratio (SNR) per pixel of about 80 at $\lambda = 5500$ Å. RVs were determined using a weighted cross-correlation method with a numerical G2 mask: this mask was constructed from the Sun spectrum atlas including up to 3645 lines, following the procedure of Baranne et al. (1996) and Pepe et al. (2002) implemented in the automated reduction package provided for *SOPHIE*. We removed the first 8 blue spectral orders containing essentially noise and the last 3 orders in the red part that distorted the RV calculation due to the presence of telluric lines. The effective wavelength range used for the RV calculation was between 4311 Å and 6551 Å.

The typical photon-noise error of the measurements was about 1.5 m s^{-1} and the mean uncertainty in the wavelength calibration was around 1.0 m s^{-1} . The main limitation of *SOPHIE* originates in the Cassegrain Fiber Adapter (developed for the previous ELODIE spectrograph), which is responsible for the guiding and centering system in the fiber entrance. Empirically, the stable stars followed by the *SOPHIE* Consortium have an accuracy around 3 m s^{-1} so we added a systematic error of 3 m s^{-1} . Our average error was then around 3.5 m s^{-1} , which was the quadratical sum of the photon-noise error, the uncertainty in the wavelength calibration, and an estimation of the *SOPHIE* current systematics.

A perturbation in the apparent radial velocities of the star is caused by the planet blocking part of the Doppler-shifted light

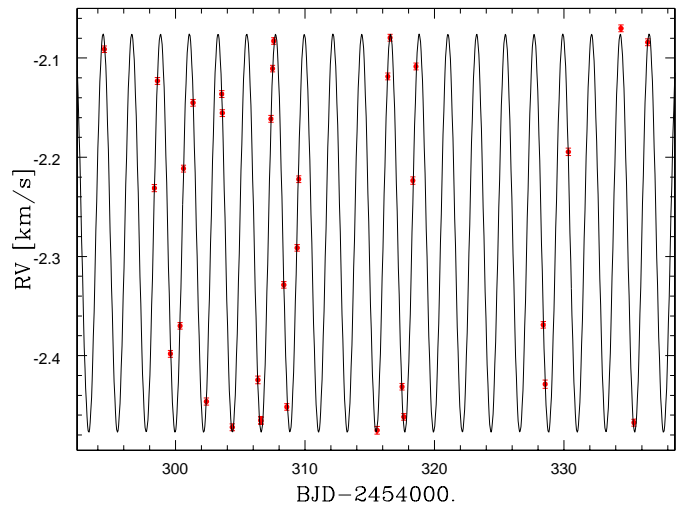


Fig. 1. Radial velocities of HD 189733 derived from *SOPHIE* spectra collected in July and August 2007 as a function of time. The refined Keplerian orbital solution is plotted as a solid line. Individual error bars are also plotted.

from the rotating star. The resulting radial velocity anomaly due to the transit of the planet in front of the star is called the Rossiter-McLaughlin effect. Five measurements were made during the transit time, calculated with ephemerides from Winn et al. (2007). We removed them from the study, plus another measurement of too low SNR (≤ 20 at $\lambda = 550 \text{ nm}$) due to bad weather.

Background Moon light also polluted part of the exposures, shifting the RV measurements by up to 40 m s^{-1} . Indeed, the sky acceptance of the *SOPHIE* fiber is 3 arc-second and the spectra are contaminated by sky background. Clouds or full Moon on barycentric Julian date $\text{BJD}-2454000 = 311$ days increases the level of polluting light. The Moon light shifts the measured RVs significantly because the Moon apparent velocity changes from $+7 \text{ km s}^{-1}$ to -9 km s^{-1} between 12 July 2007 and 23 August 2007, whereas the mean RV of the star is around -2.3 km s^{-1} . The sky background may be recorded using the second fiber feeding the *SOPHIE* spectrograph but in our case, this fiber was used by the ThAr calibration lamp. Consequently, we removed 16 measurements of RVs and bisectors when there was a significant correlation peak with $\text{RV} \approx \text{Moon apparent velocity}$ in the second fiber during an exposure of another star in less than two hours of the HD189733 exposures. These spectra were not removed from the activity studies in Sect. 5 because the Moon light did not pollute strongly the flux in the lines used as activity indicators. Finally, 33 measurements of RVs and bisector velocity span were studied. These measurements are available in the version of Table 1 at the CDS, which contains in its cols. 1-3, the time in BJD, the RV, and the error in RV, respectively.

3. Determination of system parameters

The Keplerian solution was derived for the 33 RV points selected in Sect. 2. We fixed the orbital period and the time of periastron, well constrained by previous studies, using transit timing (Pont et al. 2007; Croll et al. 2007; Winn et al. 2007). We used the values estimated by Winn et al. (2007), $P = 2.2185733 \pm 0.0000019$ days and our periastron time T_0 was derived from their time of transit center $T_T = 2453988.8034 \pm 0.0002$ [BJD]. *SOPHIE* RV measurements were then most accurately fitted

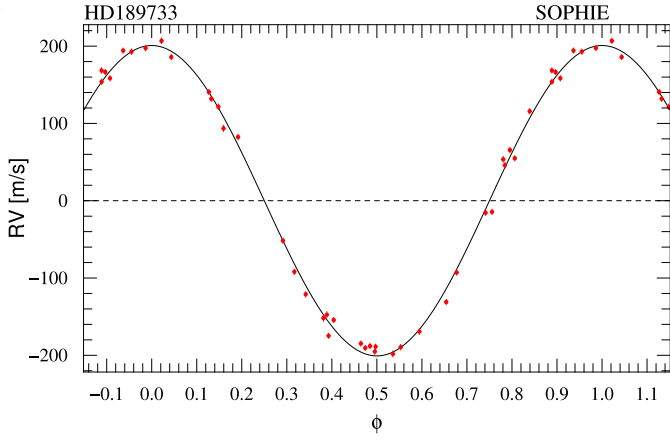


Fig. 2. Radial velocities of HD 189733 derived from *SOPHIE* spectra collected in July and August 2007 as a function of orbital phase. The refined Keplerian orbital solution is plotted as a solid line. Individual error bars are also plotted.

with a Keplerian function of semi-amplitude $K = 200.6 \pm 2.3$ m s⁻¹, an eccentricity consistent with zero and a mean radial velocity $V = -2.277$ km s⁻¹ (Figs. 1 and 2, Table 2), in agreement with previous results (Bouchy et al. 2005; Winn et al. 2006). Our determination of the semi-amplitude is more accurate than the value reported by Bouchy et al. (2005) and the value evaluated from the measurements published by Winn et al. (2006).

A zero value for the eccentricity is satisfactory because one would expect the orbit of the hot Jupiter HD 189733b to be nearly circular due to tidal effects. Nevertheless, Knutson et al. (2007) discussed the possibility of a weak eccentricity $e \cos \omega = 0.0010 \pm 0.0002$, where ω is the longitude of pericenter for HD 189733b, to explain a time delay of 150 ± 24 s in the photometric observations of the secondary transit. Similarly, Winn et al. (2007) determined the limits the orbital eccentricity and found that eccentricity might be as high as $e \approx 0.02$ if $\omega \approx \pm 90^\circ$.

We assessed for the detectability of non-zero eccentricity for the orbit of HD 189733b in the RV data set. We used all published RV measurements, a total of 151 values, (Bouchy et al. 2005; Winn et al. 2007) in addition to our own, excluding all measurements for data acquired during the transit. We fitted the data with a long-term linear-velocity gradient v , taking into account that HD 189733 has an M dwarf stellar companion (Bakos et al. 2006a) with an orbital period of ~ 3200 years and an RV amplitude of ~ 2 km s⁻¹. The trend identified between the three datasets was $v = 1.4 \pm 2.3$ m s⁻¹ yr⁻¹. This is consistent with the presence of the stellar companion and does not require a long-period planetary companion to be explained. Leaving e and ω as free parameters, we determined that the eccentricity was lower than 0.008. The long-term velocity gradient does not have a significant effect on the determination of the eccentricity. The result agrees with the value of Winn et al. (2007) and is still consistent with the Knutson et al. (2007) solution introduced to explain the secondary transit delay.

4. RV residuals and bisectors of the lines

The large "observed-minus-calculated" (O-C) residuals around the best-fit Keplerian solution are usually explained by activity-induced "jitter" of the star. Our dispersion value, 9.1 m s⁻¹, is smaller than the 12 m s⁻¹ measured by Winn et al. (2007) and the 15 m s⁻¹ residuals found by Bouchy et al. (2005). These larger

Table 2. HD 189733 system parameters

| Parameter | Value |
|--|--------------------------------------|
| P_{rot} [days] | 11.953 ± 0.009^a |
| M_* [M_\odot] | 0.82 ± 0.03^b |
| P_p [days] | 2.2185733 [fixed] ^c |
| T_0 [BJD] | 2453988.24876 [fixed] ^c |
| T_T [BJD] | 2453988.8034 [fixed] ^c |
| $v \sin i_*$ [km s ⁻¹] | 2.97 ± 0.22^c |
| i [°] | 85.68 ± 0.04^d |
| e | ≤ 0.008 |
| V [km s ⁻¹] | -2.2765 ± 0.0017 |
| K [m s ⁻¹] (before correction) | 200.60 ± 2.32 |
| K [m s ⁻¹] (after correction) | 200.56 ± 0.88 |
| M_p [M_{Jup}] | 1.13 ± 0.03 |

^a Henry & Winn (2008)

^b Bouchy et al. (2005)

^c Winn et al. (2007)

^d Pont et al. (2007)

residuals might be due to the amplitude of the stellar-activity jitter decreasing with time (within long-term stellar-activity cycle) and to the lower accuracy of ELODIE spectrograph used by Bouchy et al. (2005).

The cross-correlation function (CCF), calculated for measuring the RVs of the star, corresponds to an average of all the spectral lines. We analyzed the CCF bisector velocity span (V_{span}), a measurement of the shape of the CCF as defined in Queloz et al. (2001). Active regions at the stellar surface, such as dark spots or bright plages, induce an asymmetry in the emitted light of the star changing periodically as they move in and out of view with stellar rotation. They then also induce an asymmetry in the line profile that can be measured by the V_{span} . An activ-

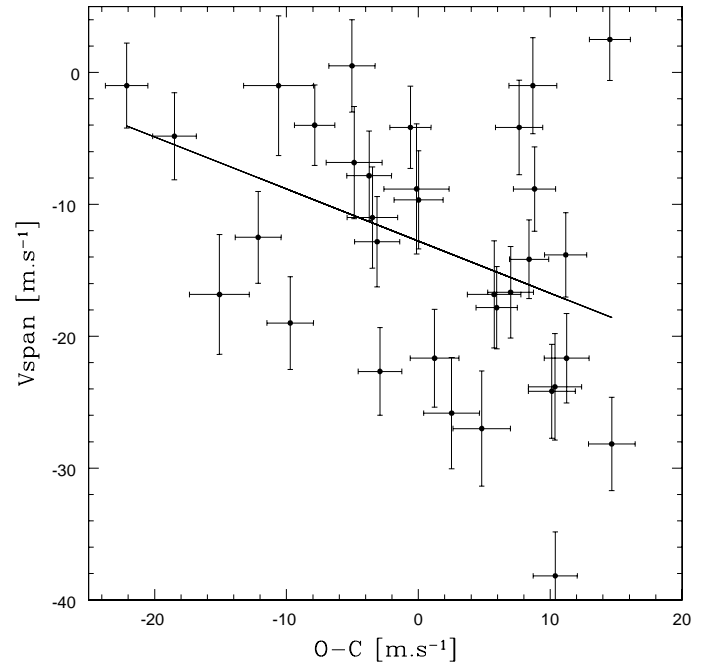


Fig. 3. The residuals (O-C) from the Keplerian fit versus bisector span of the CCF profile. We observe an anticorrelation, which is expected in case of RV variations induced by stellar activity. The probability that the 34 observations come from a random sample of two uncorrelated variables is lower than 0.1 %.

ity phenomenon is characterized by an anticorrelation between the observed radial-velocity (here, the residuals from the fit) and V_{span} (Queloz et al. 2001). In Figure. 3, the V_{span} is anticorrelated with the residuals in agreement with a stellar phenomenon as an explanation of the RV variations. V_{span} error bars correspond to twice the size of the RV error bars. The calculation of the V_{span} needs two measurements of RV, which provides an approximate estimate of its uncertainty. The linear correlation coefficient is -0.58, implying that the null-hypothesis, i.e. that the 34 observations come from a random sample of two uncorrelated variables, has a probability of lower than 0.1 %. A linear fit to the relation of V_{span} versus residuals (O-C) is given by $V_{span} = (-0.61 \pm 0.15)(O-C) - (12.6 \pm 1.4)$.

5. Spectroscopic indices of stellar activity

5.1. Ca II H&K lines

The Ca II H and K lines are broad, deep lines for solar-type stars. Respectively centered on 3968.47 Å and 3933.66 Å, (Fig 4), the emission reversal in the core of the Ca II H&K resonant lines, resulting from non-radiative heating of the chromosphere, is indicative of spots and plages, i.e. active regions. When studying the Ca II H&K lines in SOPHIE spectra, one must account for the fact that they are located in a spectral region that suffers from contamination from the simultaneously recorded ThAr spectrum. The star spectrum is recorded in fiber A, while the ThAr lamp calibration spectrum is recorded simultaneously in fiber B. The calibration lamp produces a background of scattered light all over the CCD at the level of 0.1% of the stellar continuum. In order to use the signature of flux emitted in the Ca II lines, we subtract this background level from each stellar spectrum. We define our Ca II H+K index following the Mt. Wilson S index (Wilson 1968; Baliunas et al. 1995):

$$Index = \frac{H + K}{B + V} \quad (1)$$

where H and K are the flux measured in a 1.09 Å wide window centered on each line of the Ca II doublet, and B and V estimate the continuum on both sides with the flux measured in 20 Å wide windows respectively centered on 3900 Å and 4000 Å. We determined the errors of the Ca II index by taking into account the

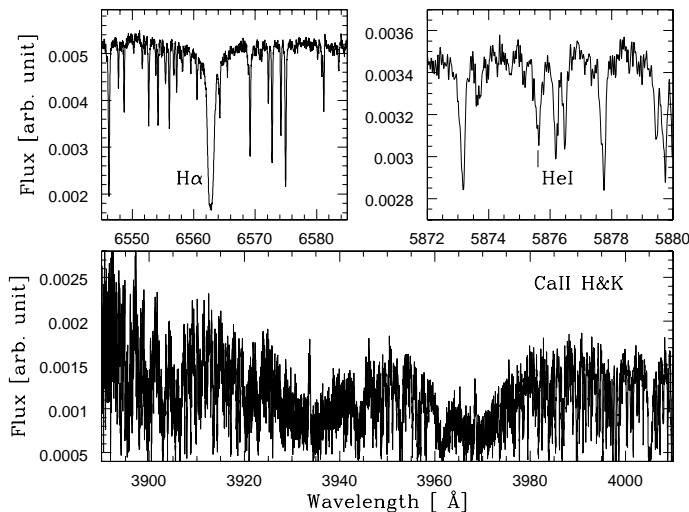


Fig. 4. $H\alpha$ (top left) and He I (top right) and emission reversal in the Ca II H and K lines of the star HD 189733 (bottom) in the SOPHIE spectrograph typical spectrum.

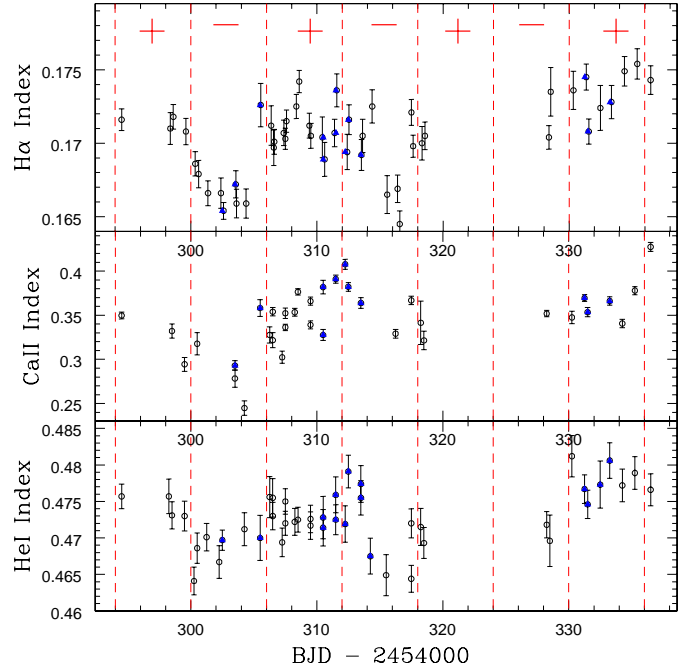


Fig. 5. Evolution of our $H\alpha$ (top), Ca II (middle) and He I (bottom) activity indices as a function of time. Error bars are also plotted. The red dashed lines indicate roughly the periods of minimal and maximal stellar activity based on the $H\alpha$ index and separated by half the rotation period of the star. The blue filled points come from spectra rejected in the RVs and V_{span} studies (see text).

CCD readout and photon shot noise. We were unable to estimate the error due to the background subtraction because it depends on too many parameters: SNR, exposure time, elevation of the target, and the weather. So, this index is mainly dominated by systematics.

We removed from this study all spectra for which the Ca II spectral range had insufficient flux due chiefly to the atmospheric refraction that dispersed the blue part of the spectra more significantly. We plot the calculated index for the remaining 38 spectra as a function of time in Fig. 5 (middle panel) and observe a decrease in the activity level around $BJD - 2454000 \approx 304$ days.

5.2. $H\alpha$ line

The $H\alpha$ line at $\lambda = 6562.808$ Å (Fig. 4) is similarly sensitive to the mean chromospheric activity (Kürster et al. 2003; Bonfils et al. 2007). $H\alpha$ is less affected by the flux of the ThAr calibration lamp than Ca II lines. We defined our index as described in Bonfils et al. (2007):

$$Index = \frac{F_{H\alpha}}{F_1 + F_2} \quad (2)$$

with $F_{H\alpha}$ sampling the $H\alpha$ line and F_1 and F_2 the continuum on both sides of the line. The $F_{H\alpha}$ interval is 0.678 Å wide and centered on 6562.808 Å, while F_1 and F_2 are integrated over [6545.495 – 6556.245] Å and [6575.934 – 6584.684] Å, respectively. The errors bars are also calculated in a similar way.

We used all 55 available spectra. Figure 5 shows the variations in the $H\alpha$ index with time; it is characterised by a lower noise level than the Ca II index, as expected, and by two dips in the activity level around $BJD - 2454000 \approx 303$ and 316 days.

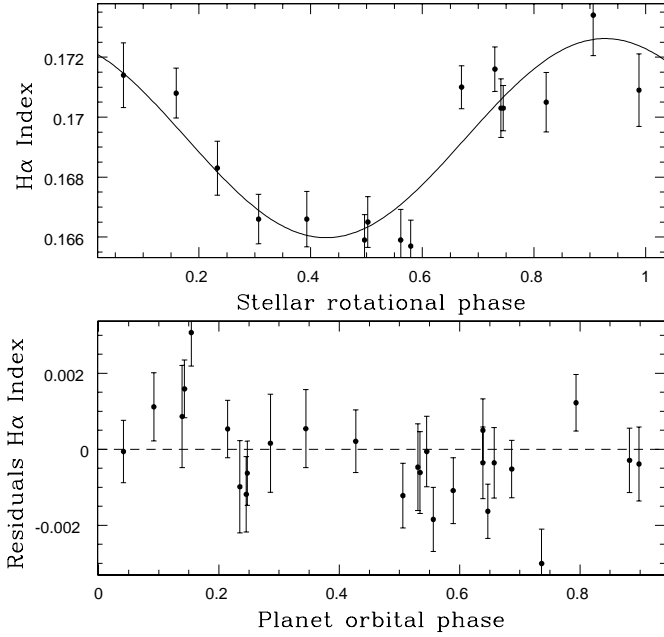


Fig. 6. Nightly averaged $H\alpha$ index as a function of rotation phase fitted by a sinusoidal function (*top panel*). Residuals from the individual $H\alpha$ index after this correction are plotted as a function of the planet's orbital phase (*bottom panel*). In spite of a large dispersion due to the short-term activity of the star, no specific correlation with the planet motion is observed.

5.3. He I line

The absorption line of the He I D3 triplet at $\lambda = 5875.62 \text{ \AA}$ (Fig. 4) is a signature of a non-radiative heating processes. The He I is known to be a tracer of the solar plagues (Landman 1981). Since it is sensitive to the heating of the chromosphere (Saar et al. 1997), this absorption line is also a diagnostic of stellar magnetic activity. We define the He I index in a similar way to that for $H\alpha$:

$$\text{Index} = \frac{F_{\text{HeI}}}{F_1 + F_2} \quad (3)$$

with F_{HeI} sampling the He I line, and F_1 and F_2 representing the continuum on both sides of the line. Our F_{HeI} is centered on $\lambda = 5875.62 \text{ \AA}$ and is 0.4 \AA wide, while F_1 and F_2 are integrated over $[5874.0 - 5875.0] \text{ \AA}$ and $[5878.5 - 5879.5] \text{ \AA}$, respectively. The He I line is located at the borders of two spectral orders in our SOPHIE spectra and is far noisier than the $H\alpha$ line. Moreover, in this region of the spectra, telluric lines increase the noise level. Nevertheless, two decreases of the index around $BJD - 2454000 \approx 302$ and 315 days are evident in Fig. 5, and perhaps a partial third one around 328 days. The behavior of this index reinforces the active region interpretation.

Shkolnik et al. (2007) identified the presence of an additional variability or flaring in the Ca II cores of HD 189733, potentially induced by interactions with the hot Jupiter. We also used the $H\alpha$ activity index to study the chromospheric variability as a function of the planet's orbit, since it is less affected by noise than the Ca II index in our data. Removal of the main modulation induced by stellar rotation was completed by estimating a sinusoidal fit of the nightly averaged $H\alpha$ indices. We did not detect significant modulation in the residual activity index with the orbital phase, as shown in Fig. 6. This result differs from the tentative conclusion by Shkolnik et al. (2007), which was based on a 4-night

data set. It is possible that Ca II and $H\alpha$ indices are not strongly correlated in this star, which may explain the different behavior that we observe. Alternatively, it could be another demonstration of the on/off nature of star-planet interactions (as argued by Shkolnik et al. 2007).

6. Discussion

6.1. Periodicity of the parameters

The period derived from an active region is not expected to be exactly the rotation period of the star. As for the Sun, HD 189733 exhibits differential rotation, with the poles rotating more slowly than the equator (Moutou et al. 2007, Farès et al., in prep.). We had insufficient data to determine exactly the period of our indices of activity. So, we were unable to estimate the latitude of the main active region. The rotation period of the star has been most reliably determined by Henry & Winn (2008). They measured $P_{\text{rot}} = 11.953 \pm 0.009$ days by analysing the quasiperiodic photometric variability observed during about one year. In Fig. 7, both the residual RV jitter and the bisector span appear to exhibit periodic variations on a timescale to the rotation period of the star of 12 days. This periodicity was consistent with consideration of the parameters as a function of stellar rotational phase. We excluded the data points after $BJD - 2454000 = 320$ days because data points in this time interval were not in phase with the previous ones. We may infer that the main active region moved at this period. This is in agreement with the stellar classification for which spots are known to evolve quickly. In the same Fig. 7, the lowest levels of activity in the $H\alpha$ line are separated by about 12 days. The 12-day variation exhibited by the $H\alpha$ index becomes more obvious when plotted as a function of the rotational phase. We excluded the data points after $BJD - 2454000 = 320$ days that had clearly a higher level of activity than for the days before. The spectroscopic line profile, the indices of chromospheric emission, and the radial-velocities (O-C) therefore exhibit periodic variability around the rotation period of the star.

6.2. Correlations of the parameters

By searching for the variations in the different parameters together in Fig. 7, we can conclude that they are consistent with one main active region on the stellar surface, as a first approximation for multiple active regions. Henry & Winn (2008) estimated a lower limit of $i_* \gtrsim 54^\circ$ for the inclination of the stellar equator with respect to the sky plane. This is consistent with the fact that the timescale of the maximum-minimum activity is around half a rotation period.

We selected the $H\alpha$ index as an indicator of activity variability since it was the most sensitive index. The activity variations exhibit roughly a quarter-phase shift with respect to the radial-velocities and line profile variations. This fact is in agreement with an observed stellar activity (Queloz et al. 2001) and a model of a dark spot rotating with the stellar surface and moving in and out of view. In Figure 8, we also plot the residuals from the Keplerian fit (O-C) as a function of the chromospheric activity index. We observe a loop pattern as expected for an active region, which features a dark spot rotating on the stellar surface as already described by Bonfils et al. (2007). The quarter-phase shift and the loop pattern results from the same correlation. When the activity level is at its maximum and the spot is on the central meridian of the star, it occupies symmetrically the approaching

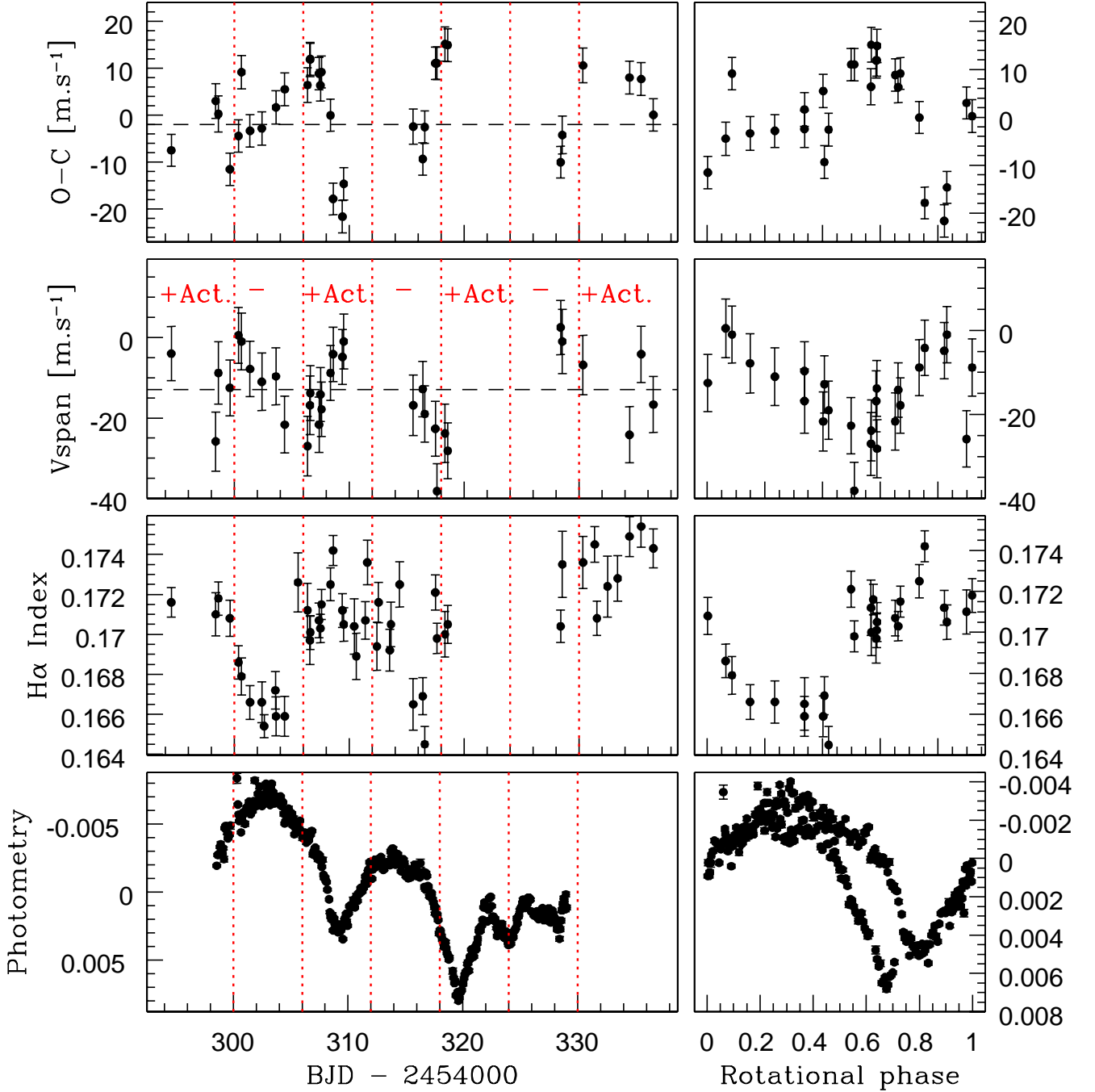


Fig. 7. Left panels: Residuals from the Keplerian fit (top), bisector span of the CCF profile (second panel), activity index measured in the $H\alpha$ line (third panel) and *MOST* photometric data (bottom) as a function of time. Right panels: Same parameters as a function of the stellar rotational phase, excluding data at $\text{BJD}-2454000 \geq 320$ days. In the right panel, a linear trend is subtracted from the *MOST* data (see text). The T_0 chosen for the rotational phase is the transit epoch of Winn et al. (2007): $T_T = 2453988.8034$ days and $P_{\text{rot}} = 11.953$ d. The unit of the *MOST* data is instrumental magnitude. V_{span} error bars correspond to two times the RV error bars. The red dashed lines are based on the minimum activity index in $H\alpha$ line separated by 6 days, approximately half of the rotation period of the star. The plus (minus) signs indicate when the star is at its maximum (minimum) level of activity. Periodic variations can be seen for all parameters. (O-C) and V_{span} are anticorrelated (Fig. 3) and the activity index variation is quarter-phase shifted compared to the RV as expected in case of spot-induced RV variations (Fig. 8). The photometry is also in line with the activity interpretation as the star becomes darker (more spots visible) during the phases of higher activity.

and the receding halves of the stellar disk, and we do not expect the RV to be perturbed. Similarly, when the spot is out of sight, the activity level is at a minimum and the impact on the RV should be negligible, in addition to the impact on the line shape. On the other hand, when the spot appears or disappears on the visible stellar disk, it lies on the rotationally blue-shifted or red-shifted half part of the stellar surface and induces an asymmetry

in the velocity distribution of the emitted flux. Thus, when the dark spot appears (disappears), the activity index is at its middle level and the RV effect is minimum (maximum), while the V_{span} is anticorrelated with the RV.

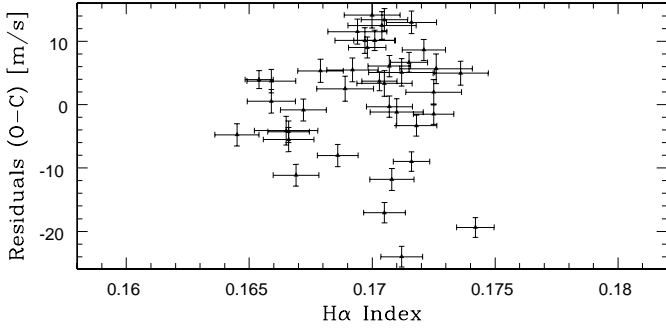


Fig. 8. Radial velocities of HD 189733, corrected for the signature of its known planetary companion as a function of the $H\alpha$ spectral index. The loop pattern is a signature of a stellar surface with a main active region in rotation.

6.3. *MOST* photometric data

Our observations of HD 189733 can be compared with those taken simultaneously with the *MOST* microsatellite. *MOST* (Walker et al. 2003; Matthews et al. 2004) is an optical microsatellite that is designed to observe nearby, relatively bright stars through a single broadband (350-700 nm) filter using a 15/17.3 cm Rumak-Maksutov telescope. *MOST* observed HD 189733 for over ~ 31 days in 2007. The 2007 observations, reduction and resulting analysis is discussed in Rowe et al. (in prep.). For comparison with the *SOPHIE* observations, we present the *MOST* observations of HD 189733 in 2007 in Fig. 7 (bottom panels). The *MOST* lightcurve has the transits of the known planet removed, the data is binned to the orbital period of the satellite ($P \sim 101.43$ minutes). A long-term linear trend of 5.7×10^{-4} mag day $^{-1}$ is removed in the right panel of the Fig. 7 in order to emphasise the correlations with the other parameters. The comparison stars do not exhibit this drift, suggesting that the drift is real. Since the timescale for the drift appears to be much longer than the length of the observations, one can only speculate to its cause. As can be seen in the bottom panel of Fig. 7, HD 189733 displayed $\sim 1\%$ variations in flux that were most likely due to starspot modulation over ~ 2.5 rotation cycles of the star in optical light during the *MOST* observations. In 2006, during the same period, *MOST* observations of HD 189733 displayed $\sim 3\%$ variations in flux (Croll et al. 2007). The difference in the amplitude of the variation may be due to a decrease in amplitude of the stellar activity jitter with time due to a long-term activity cycle of the star. This interpretation is only speculation but would agree with the decrease in the (O-C) residuals around the fit in RV observed by the successive RVs campaigns in 2005, 2006, and 2007 discussed in Sect. 4.

MOST photometric data exhibit variations in the stellar flux with a periodicity of about 11 days. When the *MOST* data were acquired simultaneously with the *SOPHIE* data, the maximum flux agrees with the minimum of activity, showing that the variation in emitted flux of the star is dominated by dark spots. Between BJD-2454000 = 318 and 329 days, the photometric curve seems to present a new main active region. The minimum flux at BJD-2454000 = 319.5 days comes just 10 days after the previous minimum and is also deeper than the previous one. Moreover, a third shallow minimum occurs at BJD-2454000 = 324 days, and the maximum flux at BJD-2454000 = 329 days comes later (12 days) than the previous maximum. This corresponds to the fact that the radial-velocities residuals, V_{span} , and $H\alpha$ index data after BJD-2454000 = 328 days are not in phase with their previous values before BJD-2454000 = 320 days.

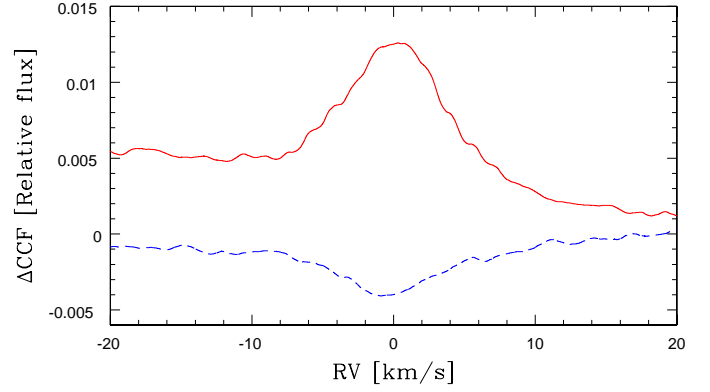


Fig. 9. Profile of the difference between a mean CCF computed at maximum activity level and a mean CCF of all the data available (solid line) and the difference between a mean CCF computed at minimum activity level and a mean CCF of all the data available (dashed line). This illustrates the behavior of the spectral lines with stellar activity.

6.4. Profile of the CCF

Using the fact that the CCF is equivalent to an average of all spectral lines, we compared the profile of the CCF when the star was both at its maximum level of activity and its lowest activity level. The abscissa of each CCF was first corrected for the orbit of the planet. All the available spectra unaffected by the background Moon light were used to compute the mean CCF. On the other hand, we summed selected spectra to compute a mean CCF at maximum activity level (MaxCCF) and a mean CCF at minimum activity level (MinCCF). The mean CCF was subtracted from MaxCCF and MinCCF. The resulting profiles are plotted in Fig. 9. When the star was at its maximum level of activity, the difference (MaxCCF-Mean) was positive whereas at its minimum level of activity, the difference (MinCCF-Mean) was negative. This result could be explained by the presence of dark spots when the star was at its maximum level of activity. Dark spots have a lower temperature and exhibit different absorption lines than those of the star. The spectrum of the dark spot may be closer to that of an M-dwarf. When there are dark spots on the stellar surface, the lines of the K2V star are shallower. This result shows that the parameters of the CCF may be used to characterize the variation in the stellar activity.

6.5. Improvement of RV measurements

In a similar way to Melo et al. (2007), we corrected the radial-velocity measurements for the stellar activity and refined the orbital parameters of the planetary system. We used the least-square fit between the residuals (O-C) and V_{span} according to Fig. 3, as determined in Sect. 4. We added the least-square fit between (O-C) and V_{span} to the residuals (O-C) data points. We then adjusted the most accurately determined Keplerian fit to the corrected radial velocities (new residuals summed to values of the previous orbit). As in Sect. 3, we fixed the orbital period, the time of periastron, and the eccentricity. We derived lower residuals from the fit of 3.7 m s $^{-1}$, compared with 9.1 m s $^{-1}$ before correction. These lower residuals are in agreement with the estimated current systematics on *SOPHIE* measurements discussed in Sect. 2. The error bars on the semi-amplitude of the orbit are also smaller with $K = 200.6 \pm 0.9$ m s $^{-1}$, compared with $K = 200.6 \pm 2.3$ m s $^{-1}$ before correction. Using the mass of the star $M_{\star} = 0.82 \pm 0.03 M_{\odot}$ given by Bouchy et al. (2005), we found

a planet mass of $M_P = 1.13 \pm 0.03 M_{Jup}$. Our result agrees exactly with the value of $1.13 \pm 0.03 M_{Jup}$ reported by Winn et al. (2006), and it is also in agreement with the Bouchy et al. (2005) value of $1.15 \pm 0.04 M_{Jup}$. The current uncertainty in M_P is dominated by the error in M_* .

7. Conclusion

We have observed the transiting planetary system HD 189733 with the high-resolution *SOPHIE* spectrograph, with the aim of correcting the parameters of the planetary orbit for the effect of radial-velocity variations due to activity on the stellar surface. We refined the HD 189733b orbital parameters and placed limits on both the orbital eccentricity and long-period variation. After subtracting the orbital motion of the known planet, the radial-velocity residuals were correlated with the spectroscopic activity indices and the shape of spectral lines. Chromospheric activity tracers and surface photometry were modulated mainly by the 12-day rotational period of the star. However, the relation that we have derived between the bisector span and radial-velocity residuals is the most accurate yet and allows a precise correction for stellar jitter. The error in the derived semi-amplitude of the orbit is reduced by a factor of 2.5 after applying this correction law and reduced to close to the instrumental limit, allowing a more precise estimate of the companion's mass.

This result is promising for radial-velocity surveys, which cannot continue to avoid targeting active stars. Additionally, radial-velocity instruments have to perform follow-up observations for photometric planet search programs, which are less sensitive to the stellar activity for detecting transits. In case the use of a single correlation is insufficient, the use of several indices allows one to be more confident of accounting for the main active regions and provides stellar-variability diagnostics. In the present study, the bisector span was found to be the most reliable parameter. In the case of the bright star HD 189733, this method of correction is a good compromise. But, if the correction decreases the activity jitter, it also increases the V_{span} photon-shot noise in the corrected radial-velocity measurements. This method has therefore to be tested further on other systems, to estimate the confidence in the corrected RVs and, subsequently, to apply similar analyses in planet-search programs. Finally, a clearer understanding of the stellar intrinsic variability will have a positive impact on identifying and studying activity features potentially triggered by star-planet interactions.

Acknowledgements. N.C.S. would like to thank the support from Fundação para a Ciência e a Tecnologia, Portugal, in the form of a grant (references POCI/CTE-AST/56453/2004 and PPCDT/CTE-AST/56453/2004), and through programme Ciência 2007 (C2007-CAUP-FCT/136/2006). We would like to thank the referee, M. Kürster, for all his useful comments, which helped to improve this paper.

References

- Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A. et al. 2008, *A&A*, 482, 21
 Bakos, G. A., Pál, A., Latham, D. W., Noyes, R. W., Stefanik, R. P. 2006a, *ApJ*, 641, L57
 Bakos, G. A., Knutson, H., Pont, F. et al. 2006b, *ApJ*, 650, 1160
 Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H. et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
 Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M. et al. 1996, *A&A*, 119, 373
 Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X. et al. 2007, *A&A*, 474, 293
 Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M. et al. 2005, *A&A*, 444, L15
 Bouchy, F. & The *SOPHIE* Team. 2006 in Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319-325
 Croll, B., Matthews, J. M., Rowe, J. F. et al. 2007, *ApJ*, 671, 2129
 Farés, R. et al., in prep.
 Hébrard, G. & Lecavelier des Etangs, A. 2006, *A&A*, 445, 341
 Henry, G. W., & Winn, J. N. 2008, *AJ*, 135, 68
 Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E. et al. 2007, *Nature*, 447, 183
 Kürster, M., Endl, M., Rouesnel, F., et al. 2003, *A&A*, 403, 1077
 Landman, D. A. 1981, *ApJ*, 244, 345
 Matthews, J. M. et al. (2004), *Nature*, 430, 51
 Melo, C., Santos, N. C., Gieren, W. et al. 2007, *A&A*, 467, 721
 Miller-Ricci, E., Rowe, J. F., Sasselov, D. et al. 2008, arXiv: 0802.2722
 Moutou, C., Donati, J.-F., Savalle, R. et al. 2007, *A&A*, 473, 651
 Pepe, F., Mayor, M., Galland, D. et al. 2002, *A&A*, 388, 632
 Pont, F., Gilliland, R. L., Moutou, C. et al. 2007, *A&A*, 476, 1347
 Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P. et al. 2001, *A&A*, 379, 279
 Rowe, J. F. et al., in prep.
 Saar, S. H., & Donahue, R. A. 1997, *ApJ*, 485, 319
 Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D. et al. 2002, *A&A*, 392, 215
 Shkolnik, E., Bolhender, D. A., Walker, G. A. H. and Cameron, A. C. 2007, *ApJ*, 676, 628
 Walker, G. A. H. et al. (2003), *PASP*, 115, 1023
 Wilson, O. C. 1968, *ApJ*, 153, 221
 Winn, J. N., Johnson, J. A., Marcy, G. W. et al. 2006, *ApJ*, 653, L69
 Winn, J. N., Holman, M. J., Henry, G. W. et al. 2007, *AJ*, 133, 1828

Table 1. HD 189733 RV measurements

| BJD [day] | RV [km. ⁻¹] | RV error [km. ⁻¹] |
|--------------|-------------------------|-------------------------------|
| 2454294.5084 | -2.0865 | 0.0033 |
| 2454298.3704 | -2.2320 | 0.0037 |
| 2454298.6022 | -2.1180 | 0.0034 |
| 2454299.6075 | -2.3931 | 0.0034 |
| 2454300.3518 | -2.3702 | 0.0034 |
| 2454300.6136 | -2.2123 | 0.0035 |
| 2454301.3613 | -2.1437 | 0.0034 |
| 2454302.3864 | -2.4464 | 0.0035 |
| 2454303.6148 | -2.1555 | 0.0035 |
| 2454304.3853 | -2.4705 | 0.0035 |
| 2454306.3676 | -2.4206 | 0.0038 |
| 2454306.5803 | -2.4638 | 0.0036 |
| 2454306.6077 | -2.4644 | 0.0033 |
| 2454307.3669 | -2.1593 | 0.0034 |
| 2454307.4946 | -2.1057 | 0.0033 |
| 2454307.5826 | -2.0795 | 0.0033 |
| 2454308.3698 | -2.3264 | 0.0033 |
| 2454308.5947 | -2.4465 | 0.0033 |
| 2454309.4000 | -2.2859 | 0.0034 |
| 2454309.5121 | -2.2181 | 0.0033 |
| 2454315.5672 | -2.4759 | 0.0038 |
| 2454316.3922 | -2.1139 | 0.0034 |
| 2454316.5673 | -2.0794 | 0.0034 |
| 2454317.4941 | -2.4306 | 0.0034 |
| 2454317.6281 | -2.4652 | 0.0034 |
| 2454318.3294 | -2.2216 | 0.0036 |
| 2454318.5691 | -2.1097 | 0.0034 |
| 2454328.3935 | -2.3662 | 0.0033 |
| 2454328.5365 | -2.4255 | 0.0042 |
| 2454330.3345 | -2.1936 | 0.0037 |
| 2454334.3945 | -2.0675 | 0.0034 |
| 2454335.3983 | -2.4625 | 0.0035 |
| 2454336.4651 | -2.0804 | 0.0034 |

Résultats

Les indices d'activité (flux dans le cœur de la raie d' $H\alpha$, V_{span} , photométrie) s'accordent sur le fait qu'après soustraction de l'orbite képlérienne du Jupiter chaud les résidus en VR sont causés par l'activité stellaire.

On a amélioré la détermination des paramètres planétaires, particulièrement de l'amplitude des mesures de VR et donc de la masse de HD189733b. On montre qu'il est, par contre, difficile de parvenir à contraindre l'excentricité par des mesures de VR ; le suivi photométrique des planètes en transit est plus sensible à ce paramètre lorsqu'il y a détection du transit et de l'anti-transit ou occultation (lorsque la planète passe derrière l'étoile).

Il n'y a pas d'évidence pour un autre compagnon dans le système en accord avec la statistique actuelle pour les Jupiters chauds qui sont rarement en système multiple.

Cette étude est une des seules pour lesquelles on a mesuré simultanément la VR et la photométrie d'une étoile active abritant une planète. De plus, l'échantillonnage des données permet de couvrir la période orbitale et la période de rotation stellaire. C'est un ensemble de données qui permettrait de tester une méthode calculant les variations de VR à partir des mesures photométriques (Aigrain et al., in prep.).

En comparant l'amplitude des résidus de VR pour les différentes études : 15 ms^{-1} (Bouchy et al. 2005c), 12 ms^{-1} (Winn et al. 2007) et 9 ms^{-1} (Boisse et al. 2009 [4]), on peut se demander si l'on assiste à une évolution du cycle d'activité. HD189733 serait alors en train d'évoluer vers une période plus calme.

On a soustrait l'effet de l'activité en corrigeant les VR de la pente de corrélation entre le V_{span} et les VR. Bien que cette correction permette d'améliorer l'ajustement de la planète, elle induit plusieurs biais et ne soustrait pas tout l'effet de l'activité. La correction ajoute le bruit du V_{span} dans les résidus de la correction. D'autre part, l'ajustement de la planète avant correction a soustrait toute l'énergie qui est autour de 2.2 jours ainsi que les énergies qui proviendraient d'autres périodes et qui auraient été "étalés" par l'échantillonnage. Cet effet biaise la correction et l'ajustement après correction.

On montre dans la figure 2.17 les mesures de VR de HD 189733 avant et après correction de l'activité. On voit que la forme des mesures de VR n'a pas changé bien que la correction a diminué l'amplitude de l'effet. On peut vérifier cette observation à partir de simulations de taches (Figure 2.18). On simule une tache sur une étoile en rotation. La description de l'outil de simulation est fait dans Boisse et al. 2010c [17] rapporté dans la section suivante. On corrige les VR calculées de la relation linéaire ajustée entre le bissecteur et les VR, et on observe que ces VR corrigés ont une amplitude de variation plus faible mais que leur forme et leur périodicité sont les mêmes.

L'ajustement d'un huit incliné entre les VR et le bissecteur ne me paraît pas judicieux pour mieux corriger l'activité car le plus souvent la relation n'est pas résolue. En revanche, il serait intéressant de chercher à ajuster simultanément un ajustement képlérien dans les mesures de VR et une relation linéaire entre les mesures du bissecteur et des résidus de l'ajustement képlérien.

La forme en losange de la relation entre l'indice d'activité et les variations de VR fait qu'il semble difficile de faire une correction simple des VR à partir d'un indice des raies spectrales.

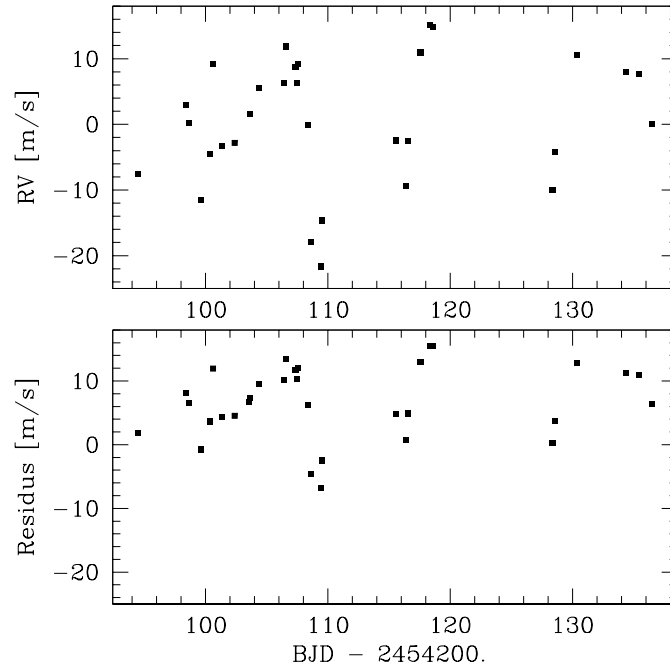


FIG. 2.17 – *En haut* : Variation des résidus dans les mesures de VR de HD189733 après soustraction de l’ajustement képlérien du Jupiter chaud connu. On montre que ces résidus sont dues à l’activité stellaire. *En bas* : Les mêmes résidus, après correction de la pente Vspan-VR dans le but de corriger de l’activité. On voit que "la forme" des résidus est la même avec une amplitude plus faible.

2.4 Caractériser le signal en VR induit par l’activité stellaire

Objectifs

On peut vérifier que les variations des mesures de VR d’une étoile sont dues à son activité photosphérique. En revanche, la soustraction de l’effet d’activité faite précédemment n’est pas satisfaisante. Elle ne permet pas de caractériser des planètes dont l’amplitude est comparable à celle de l’activité. On voudrait pouvoir détecter des planètes en n’étant pas sensible à l’activité stellaire. Une solution serait d’ajuster simultanément une orbite képlérienne et l’effet de l’activité stellaire.

Ce travail est le résultat de l’étude de données astérosismologiques de ι Hor. C’est une étoile active qui a un compagnon de $2.3 M_{\text{Jup}}$ qui orbite avec une période de 320 jours. Ces données d’astérosismologie présentent sur huit nuits des variations de VR à plus longues périodes que celles des oscillations non radiales. L’objectif initial était la recherche des causes de cette variabilité. Il s’inspire du travail qui a permis d’identifier une planète de faible masse autour de μ Arae (Santos et al. 2004b). La variabilité de VR due à cette planète a été identifiée grâce à une séquence d’observation d’astérosismologie. L’autre travail qui a inspiré cette recherche est le suivi en VR de CoRoT-7 (Queloz et al. 2009). C’est une étoile active qui présente un transit, détecté par le satellite CoRoT (Léger et al. 2009). Le suivi en VR fait avec HARPS a montré que la variabilité de l’étoile, identifiée aussi en photométrie, présente d’autres périodicités que la période de rotation stellaire. L’idée est alors venue de chercher quelles périodicités sont présentes dans les VR d’une étoile en rotation avec une tache à sa surface. Une étude de modélisations de taches publiée par Desort et al. (2007) quantifie l’impact des taches en VR en fonction du type spectral, de la vitesse de rotation

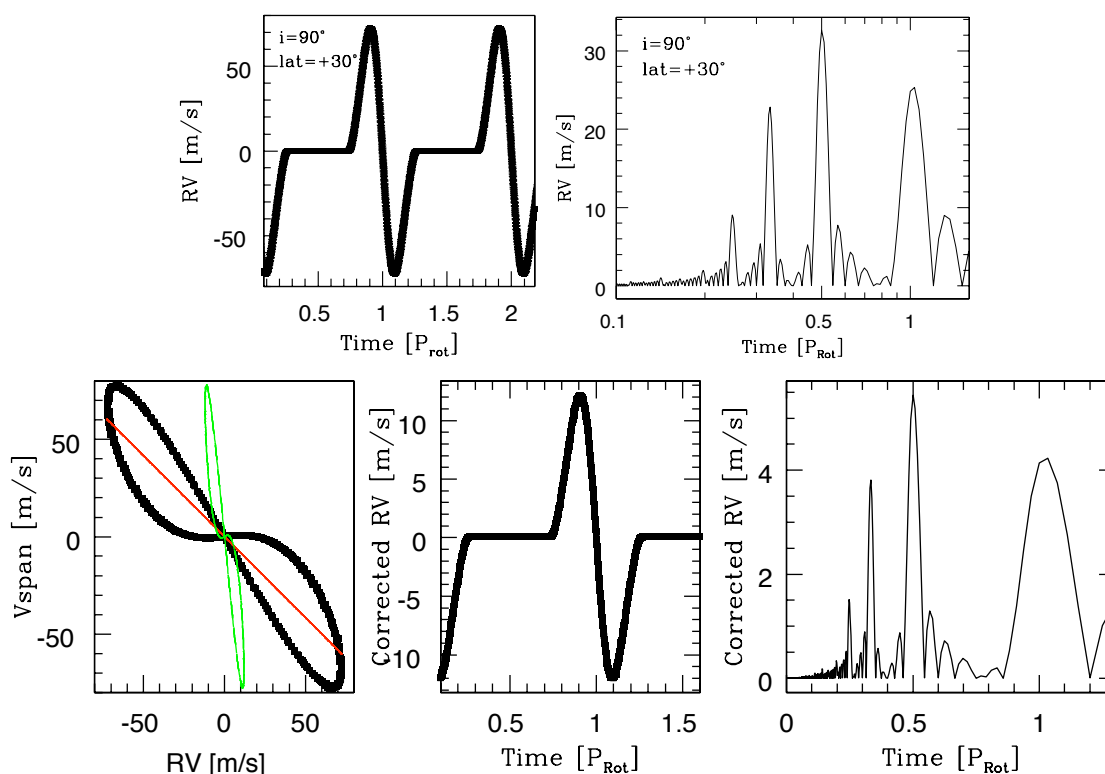


FIG. 2.18 – *En haut à gauche* : Simulations des VR mesurées pour une étoile en rotation avec une tache. *En haut à droite* : Périodogramme de ces VR. *En bas à gauche* : Vspan en fonction de ces VR (en noir) et après correction (en vert) de la pente ajustée (en rouge). *En bas au milieu* : VR en fonction du temps après correction de l'ajustement linéaire. *En bas à droite* : Périodogramme de ces VR après correction. Après correction de la pente du bissecteur sur les VR, la forme et donc les périodicités présentent dans les VR ne sont pas changées, seule l'amplitude est diminuée.

projetée de l'étoile et des caractéristiques du spectrographe. Nous nous sommes attachés dans cette étude à mieux comprendre l'effet induit en VR par l'activité stellaire en périodicité et pour plusieurs taches. Pour cela un premier travail est d'étudier un modèle de taches. Dans un deuxième temps, on en déduit une méthode pour ajuster simultanément l'activité et la possible présence de planète. Dans une troisième partie, on vérifie sur des cas réels si cette méthode est adaptée et, à partir de simulations, on caractérise les limites de cette soustraction.

Publication

Disentangle stellar activity and planetary signals

I. Boisse, F. Bouchy, G. Hébrard, X. Bonfils, N. Santos and S. Vauclair

Astronomy & Astrophysics, vol. xx

Disentangling stellar activity and planetary signals

I. Boisse^{1,2}, F. Bouchy^{1,3}, G. Hébrard^{1,3}, X. Bonfils^{4,5}, N. Santos², and S. Vauclair⁶

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, Université Pierre et Marie Curie, UMR7095 CNRS, 98bis bd. Arago, 75014 Paris, France
e-mail: i-boisse@iap.fr

² Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

³ Observatoire de Haute Provence, CNRS/OAMP, 04870 St Michel l'Observatoire, France

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, UMR 5571, 38041, Grenoble Cedex 09, France

⁵ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁶ LATT-UMR 5572, CNRS & Université P. Sabatier, 14 Av. E. Belin, F-31400 Toulouse, France

Received ; accepted

ABSTRACT

Photospheric stellar activity (i.e. dark spots or bright plages) might be an important source of noise and confusion in the radial-velocity (RV) measurements. Radial-velocimetry planet search surveys as well as follow-up of photometric transit surveys require a deeper understanding and characterization of the effects of stellar activities to disentangle it from planetary signals. We simulate dark spots on a rotating stellar photosphere. The variations of the photometry, RV and spectral line shapes are characterized and analyzed according to the stellar inclination, the latitude and the number of spots. We show that the anti-correlation between RV and bisector span, known to be a signature of activity, requires a good sampling to be resolved when there are several spots on the photosphere. The Lomb-Scargle periodograms of the RV variations induced by activity present power at the rotational period P_{rot} of the star and its two-first harmonics $P_{rot}/2$ and $P_{rot}/3$. Three adjusted sinusoids fixed at the fundamental period and its two-first harmonics allow to remove about 90% of the RV jitter amplitude. We apply and validate our approach on four known active planet-host stars: HD 189733, GJ 674, CoRoT-7 and ι Hor. We succeed in fitting simultaneously activity and planetary signals on GJ674 and CoRoT-7. **This simultaneous modeling of the activity and planetary parameters** leads to slightly larger masses of CoRoT-7b and c: respectively, $5.7 \pm 2.5 M_{Earth}$ and $13.1 \pm 4.1 M_{Earth}$. The larger uncertainties take into account properly for the stellar active jitter. We excluded short-period low-mass exoplanets around ι Hor. **For data with realistic time-sampling and white Gaussian noise, we use simulations to show that** our approach is efficient to disentangle reflex-motion due to a planetary companion and stellar-activity induced-RV variations provided that 1) the planetary orbital period is not close to that of the stellar rotation or one of its two-first harmonics, 2) the semi-amplitude of the planet exceeds $\sim 30\%$ of the semi-amplitude of the active signal, 3) the rotational period of the star is accurately known, 4) the data cover more than one stellar rotational period.

Key words. techniques: radial velocities - stars: activity - stars: individual: ι Hor, HD 189733, GJ 674, CoRoT-7

1. Introduction

High-precision radial-velocimetry is until now the most efficient way to discover planetary systems. However, an active star presents on its photosphere dark spots and/or bright plages rotating with the star. These inhomogeneities of the stellar surface can induce RV shifts due to changes in the spectral lines shape which may add confusions with the Doppler reflex-motion due to a planetary companion (e.g. Queloz et al. 2001; Desidera et al. 2004; Huélamo et al. 2008). The amplitude of the RV shifts depend on the $v \sin i$ of the star, the spectrograph resolution, the size and temperature of spot (Saar & Donahue, 1997; Hatzes 1999; Desort et al. 2007). Stellar activity generates RV jitter and prevents accurate measurements of the stellar motions. For these reasons, active stars are then usually discarded from RV surveys using criteria based on activity index R'_{HK} and/or $v \sin i$. However, photometric transit search missions (like CoRoT and Kepler) require RV measurements to establish the planetary nature of the transiting candidates and to characterize their true masses. These candidates include active stars adding strong confusions and difficulties in the RV follow-up.

Anti-correlation between RV and bisector span (measurement of the spectral line asymmetry) is currently used as a signature of RV variations induced by stellar activity (e.g. Queloz et al. 2001; Hatzes et al. 2002). Removing this anti-correlation to subtract the activity-induced RV may lead to derive more accurate parameters of the planetary system (e.g. Melo et al. 2007; Boisse et al. 2009). One another approach to disentangle stellar activity and planetary signature consists to adjust two Keplerian signals, one with the planetary period and the second one with the stellar rotational period (e.g. Bonfils et al. 2007; Forveille et al. 2008).

These last years, the impact of the stellar activity has been studied. Desort et al. (2007) quantified the impact of stellar spots on RV measurements versus the spectral type, the rotational velocity and the characteristic of the spectrograph used. Santos et al. (2009) investigated long-term HARPS measurements on a sample of stars with known activity cycles. Lagrange et al. (2010) and Meunier et al. (2010) analyzed spots, plages and convection simulations computed from solar data.

In this paper, we characterize variations of the all observed parameters derived from RV measurements as well as from pho-

ometric measurements due to stellar activity. We study how the Keplerian fit used to search for planets in RV data is confused by spots and we test an approach to subtract RV jitter based on harmonic decompositions of the star rotation. For this, we use simulations of spectroscopic measurements of rotating spotted stars and validate our approach on spotted stars monitored by high-precision spectrographs: HD 189733 (Boisse et al. 2009), GJ 674 (Bonfils et al. 2007), CoRoT-7 (Queloz et al. 2009) and ι Hor (Vauclair et al. 2008).

2. Simulations of activity induced radial-velocity

2.1. SOAP tool: dark spot simulations

SOAP (Bonfils & Santos 2010, in prep.) is a program that calculates the photometric, RV and line shape modulations induced by one (or more) cool spots on a rotating stellar surface. SOAP computes the rotational broadening of a spectral line by sampling the stellar disk on a grid. For each grid cell, a Gaussian function represents the typical line of the emergent spectrum. The Gaussian is Doppler-shifted according to the projected rotational velocity ($v \sin i$) and weighted by a linear limb-darkening law. The stellar spectrum output by the program is the sum of all contributions from all grid cells. The spot is considered as a dark surface without emission of light, so we cannot compute different temperature for the spot. For a given spot (defined by its latitude, longitude and size), SOAP computes which of the grid cells are obscured and removes their contribution to the integrated stellar spectrum.

For the simulation we choose a G0V star with a radius of $1.1 R_{\odot}$ and a $v \sin i = 5.7 \text{ km s}^{-1}$, a linear coefficient of the limb darkening of 0.6, and a spectrograph resolution of 110 000 in order to be in the same conditions of the ι Hor data presented in Sect. 3.4. We fixed arbitrarily a dark spot size of 1% of the visible stellar surface. The stellar spectrum output by SOAP is an averaged spectral line, equivalent to the Cross-Correlation Function (CCF) computed to measure RV with real data. We fit the simulated CCF with a Gaussian that sets the parameters of the CCF (RV, contrast, FWHM and bisector span). The photometric flux is also computed.

2.2. RV variations due to a dark spot

Fig. 1 shows the RV modulations due to a spot as a function of time for different inclinations i of the star with the line of sight and different spot latitudes lat . These two parameters clearly modify the pattern of the RV modulation. If the spot remains visible during all the stellar rotation ($lat \geq i$), the shape is close to

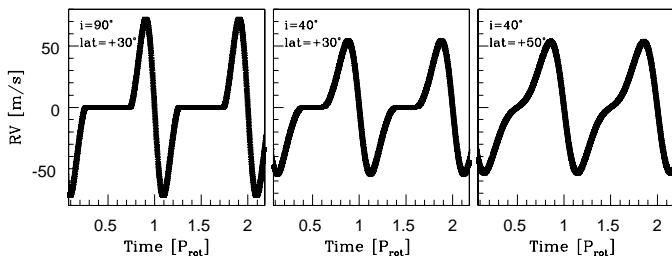


Fig. 1. RV modulations due to one spot as a function of time (expressed in rotational period unit). At $t=0$, the dark spot of 1% of the visible stellar surface is in front of the line of sight. The shape of the signal changes with the inclination i of the star and the latitude lat of the spot, labelled in the top left of each panel.

a sinusoidal function (Fig. 1, right). If the spot is hidden during the rotation of the star (Fig. 1, left), the RV variation looks like a Rossiter-McLaughlin (RM) effect (Rossiter 1924; McLaughlin 1924).

Fig. 2 shows the Lomb-Scargle periodograms of the three cases showed in Fig. 1. Main peaks are clearly detected at the rotational period of the star P_{rot} , as well as the two-first harmonics $P_{rot}/2$ and $P_{rot}/3$. We noticed that the energy in each peak varies with the shape of the RV modulation. Multiples of the rotational period are never found. Low-amplitude signal is detected at $P_{rot}/4$ but only when the star is seen equator-on and the spot is close to the equator. In that case, the RV change departs strongly from a sinusoidal shape and the periodogram presents a stronger amplitude excess at $P_{rot}/2$ rather than the stellar rotational period.

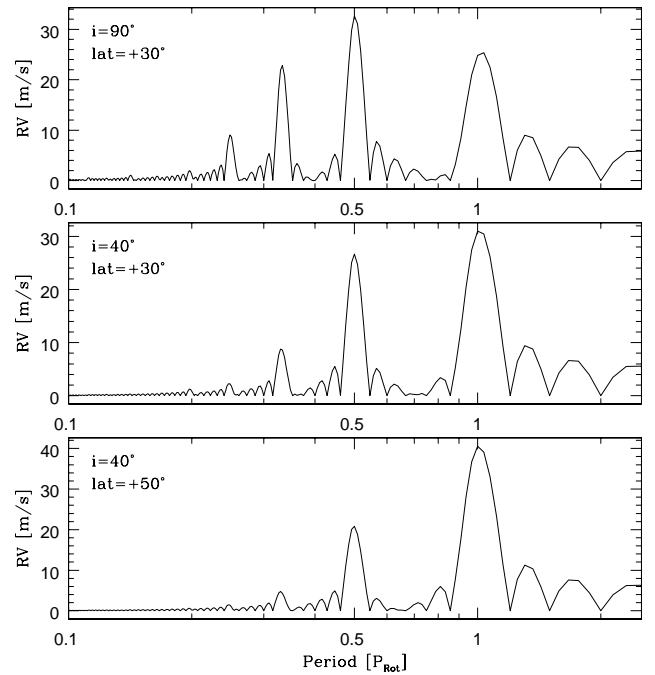


Fig. 2. Lomb-Scargle periodograms of the three RV modulations showed in Fig. 1. The fundamental frequency, P_{rot} , and its first harmonics are detected.

A third of active regions appear **at the same location as a previous active region** and the lifetime of active regions, where spots grow and decay, can be several rotations (e.g. Howard 1996). Hence, the phase of the RV jitter is preserved when the spot movement is only linked to the stellar rotation. In Fig. 3, we simulated the RV modulation taking into account the evolution of a spot, i.e. when the spot size and/or temperature is changing with time. The Lomb-Scargle periodogram shows identically peaks at P_{rot} and its two-first harmonics. Finally, the periods detected in the periodogram are the same for the following configurations: 1) a star with different inclinations, 2) spots at different latitudes, 3) spot size varying with time, 4) several spots on the stellar surface (cf. Sect. 2.6).

2.3. CCF parameter variation due to a dark spot

The bisector span (BIS) is a measurement of the asymmetry of the CCF which corresponds more or less to the average line of the spectrum. An anti-correlation between the RV and the BIS

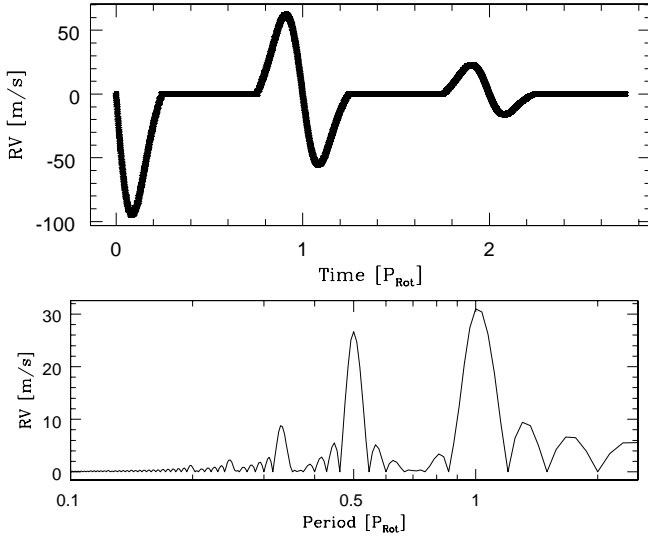


Fig. 3. *Top:* RV as a function of time when the spot size decreases. *Bottom:* Lomb-Scargle periodogram of the RV. Peaks correspond to the rotational period and its harmonics.

is a signature of activity-induced RV variations. The slope of the anti-correlation is dependent of the spot size, the $v \sin i$ of the star and the resolution of the instrument (Santos et al. 2003; Desort et al. 2007).

The BIS was defined by Queloz et al. (2001) by computing the RV difference of the upper and the lower part of the bisector. This measurement appears unreliable at low signal-to-noise ratio (SNR). We describe here another approach to estimate the asymmetry of a CCF. We fit the CCF in two steps selecting the upper and bottom part to compute respectively the RV_{high} and RV_{low} . With σ the width of the CCF, the upper part of the CCF is defined between $[-\infty; -1\sigma][+1\sigma; +\infty]$ and the lower part is defined between $[-\infty; -3\sigma][-1\sigma; +1\sigma][+3\sigma; +\infty]$. RV_{low} is more sensitive to the variation in the bottom of the line, and then, more sensitive to stellar activity as shown in Fig. 4. The difference $RV_{\text{high}} - RV_{\text{low}} = V_{\text{span}}$ gives a measurement of the CCF asymmetry. In Fig. 5, the two techniques of CCF asymmetry measurement are plotted for two regime of SNR showing that at low SNR, the V_{span} is more robust than BIS.

For one spot, the V_{span} or BIS is anti-correlated with the RV as expected (see Fig. 6). Although the shape of the anti-correlation is not a straight line, but a loop like more or less an inclined *eight*. Depending of the geometrical configuration, the mean slope and the width of the *eight*-like loop vary.

Subtracting the averaged slope of the anti-correlation was already used to **remove** the activity-induced RV in order to improve the parameters of Keplerian planetary orbit (e.g. Melo et al. 2007; Boisse et al. 2009). We simulated the effect of such an approach and found that the pattern of the RV residuals after the correction is identical with a lower amplitude to the initial RVs. Indeed, the detected periods in the Lomb-Scargle periodogram of the RV residuals are the same, with an amplitude ratio equivalent to those in the initial RVs periodogram. **Using the RV-BIS anti-correlation to correct RV jitter has several limitations. First, merely reduces the amplitude of the jitter signal, and does not alter its frequency content. Second, it can only be used if the $v \sin i$ of the star is sufficient to resolve the effect of spots on the bisector (Desort et al. 2007; Bonfils et al. 2007). Third, we have shown that the degree of correlation depends on the spot latitude and stellar inclination. Finally, the corre-**

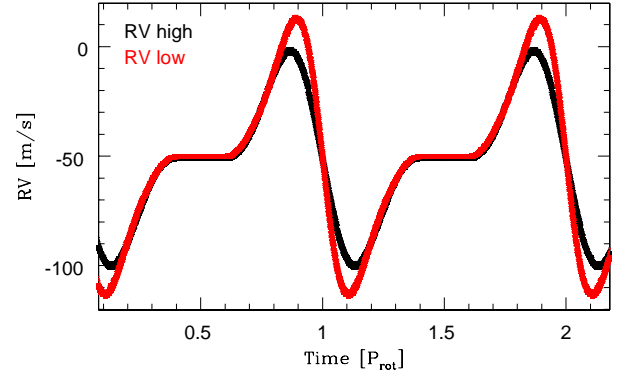


Fig. 4. RV_{high} (black) and RV_{low} (red) as a function of time. The star has an inclination $i=40^\circ$ and the latitude of the spot is equal to $+30^\circ$. RV_{low} is more sensitive to activity than RV_{high} .

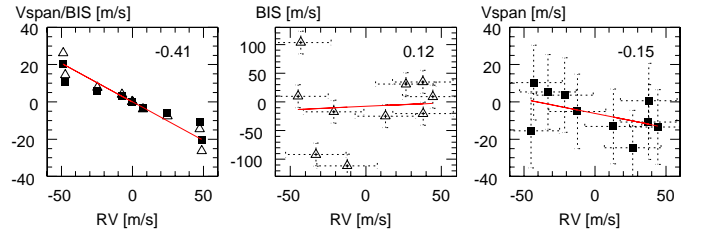


Fig. 5. *Left:* BIS (triangles) and V_{span} (squares) as a function of RV for a simulated spot rotating at latitude $+50^\circ$ on a star with an inclination $i=40^\circ$. *Middle and Right:* Respectively, BIS (Queloz et al. 2001) and V_{span} (this paper) as a function of RV for the same simulated spot with 20ms^{-1} additional photonic noise in the CCF. The lines are the least-square fit to the data. The numbers in the right corner is the value of the slope of the fit.

lation may be absent if other effects than activity contribute significantly to the RV variations (Queloz et al. 2009).

Our simulation does not take into account the variation in line width with stellar effective temperature, which is affected by the presence of spots as measured and calibrated by Santos et al. (2002). In our simulated CCF, the flux contribution of the area occulted by the spot is subtracted to the mean stellar line. The resulted CCF is distorted compared to a Gaussian profile. As the spot rotates with the stellar surface, the contribution of the spot moves inside the CCF, from the blue to the red wings. Contrast and FWHM of the fitted CCF vary in anti-correlation as illustrated in Fig. 7 where the CCF parameters are expressed in percentage of relative variation compared to the mean value. When the spot is in the front of the line of sight, its contribution affects the center of the line profile, the contrast is reduced and the FWHM is larger. On contrary, when the spot contribution is in the wings of the line, the FWHM is reduced. In practice, CCF contrast may be more sensitive to the conditions of observation (e.g. sky background) and to the diffused light in the spectrograph. The CCF FWHM is then probably the best parameter to characterize an effect due to the activity.

2.4. Correlation with photometry variations

We compared the variations of the photometric flux with those of the CCF parameters (asymmetry, width and contrast) for different stellar inclinations and spot latitudes (see Fig. 7). The contrast is anti-correlated with the FWHM. Two regimes are observed between the CCF contrast and the photometric flux (see

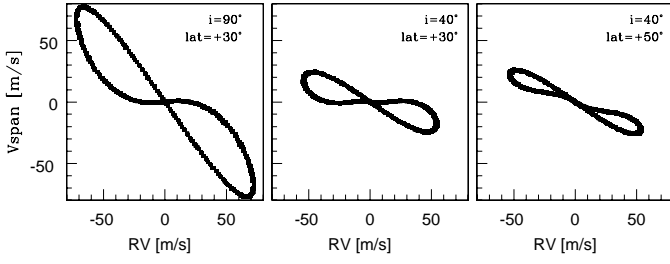


Fig. 6. v_{span} as a function of RV for the three RV modulations of Fig. 1. The relation is not a perfect anti-correlation but looks like more an inclined *eight* shape.

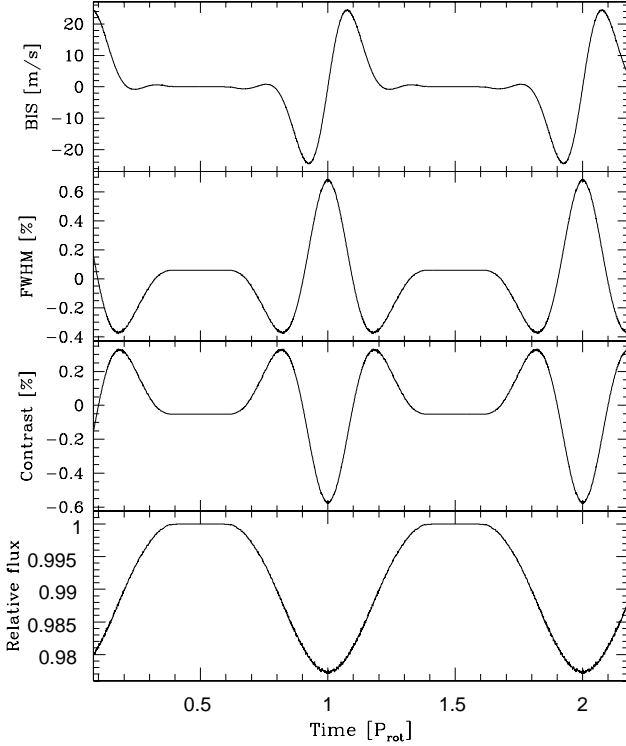


Fig. 7. From top to bottom: BIS, FWHM, contrast of the CCF and the photometric flux as a function of time. The variation of the parameters of the CCF are expressed in percentage of variation around the mean value. The star has an inclination $i=40^\circ$ and the latitude of the spot is equal to $+30^\circ$ (RV shown in Fig. 1 middle). At $t=1$, the spot is in front of the line of sight.

Fig. 8). The simulations compute the distortion of the CCF as a lack of flux masked by the spot. When the spot is in front of the line of sight, i.e. when the emitted flux is at its lowest, there was a bump at the line center and the wings appear broader. Whereas, when the spot is in the limb, i.e. when the distortion is in the wings and the emitted flux is medium, the line width appear thinner. It explains why an anti-correlation is observed between CCF width and photometry. The other part, where a correlation is observed between the parameters is not well understood. **As shown in Fig. 7, contrast and FWHM vary in anti-correlation, then the effect in FWHM also depends on the contrast variations. This part of the relation between FWHM and photometry might come from the fact that we do not compute the different temperature for the spot.** On Corot-7 (Queloz et al. 2009) the photometric measurements from the Swiss Euler telescope are anti-correlated with the HARPS CCF width.

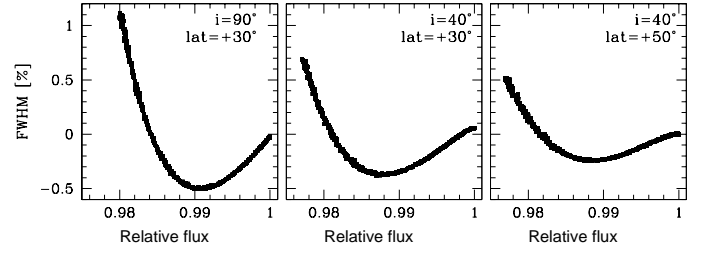


Fig. 8. FWHM of the CCF as a function of the photometric flux for the three cases of Fig. 1. The variations of the FWHM are expressed in percentage of variation around the mean value (here, equal to zero).

2.5. RV fit of a dark spot

The purpose is to remove or at least to reduce the stellar activity signals in order to identify a planetary signal hidden in the RV jitter. We add to the simulated RV time series a Gaussian noise of $\sigma=1 \text{ ms}^{-1}$ to take into account photon noise and/or instrumental noise. The main shape of the RV modulations and the peaks in the periodograms are not affected with such a noise having amplitude 100 times lower than the activity jitter.

The Lomb-Scargle periodogram corresponds to sinusoidal decompositions of the data. We saw previously that the main signal are at the stellar rotational period P_{rot} and its two-first harmonics $P_{rot}/2$ and $P_{rot}/3$. In some configuration signal at $P_{rot}/4$ is present. We firstly fit five sinusoids on the three simulated cases of Fig. 1 with periods fixed at the rotational period P_{rot} , and its first harmonics. The residuals are plotted in Fig. 9, and the Lomb-Scargle periodogram of the residuals in Fig. 10. The parameters of the sinusoids fitted are reported in Table 1. The active jitter is reduced from more than 100 ms^{-1} peak-to-peak to less than 3 ms^{-1} . Actually, only three sinusoids are needed to decrease the semi-amplitude of the RV jitter by more than 87% because the semi-amplitude of the fourth ($P_{rot}/4$) and fifth ($P_{rot}/5$) sinusoids are negligible in almost all cases.

We compared the fit of activity signals with Keplerian and sinusoids. Fitting a Keplerian is equivalent to fitting a sinusoid at the same period and its first harmonics. The parameters of the fit are reported in Table 2. The number of free parameters is equal to 16 for a fit with three Keplerians and to 10 with three sinusoids. Taking into account only the fundamental period P_{rot} as a free parameter (and not the other periods fixed as harmonics), there are 14 free parameters for a fit with three Keplerians against 8 for a fit with three sinusoids. **Moreover, if some energy due to activity remains in the residuals, it is at the next harmonic for a fit with sinusoids while it may be at any other harmonic for a fit with Keplerians.** It is why we choose to fit the active jitter with three sinusoids fixed at the stellar rotational period and its two-first harmonics.

The latest harmonics may appear because the sampling of the simulation is almost perfect. In the following section, we checked that in practice when the sampling and coverage of the stellar activity signal are limited, a three sinusoids fit with fixed periods at the rotation period and its two-first harmonics is sufficient.

2.6. Several dark spots

We simulated and studied the apparent shifts in RV induced by several spots on the stellar surface. Two spots of 1% of the stellar surface are successively shifted of 30° , 60° and 120° in longitude

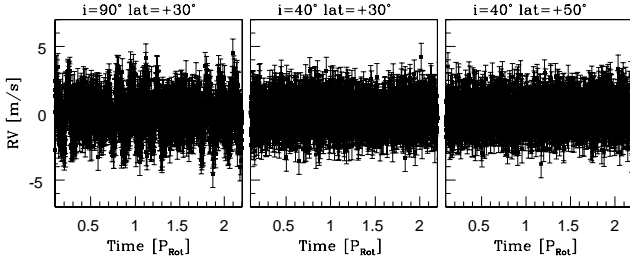


Fig. 9. Residuals from the five-sinusoid fit as a function of time of the RV variations showed in Fig. 1.

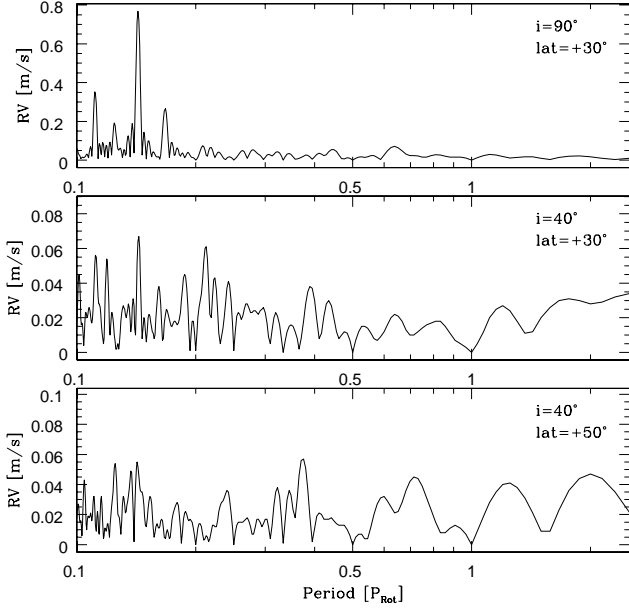


Fig. 10. Lomb-Scargle periodogram of the residuals of the 3 RV variations showed in Fig. 1 after the five-sinusoid fit with fixed periods at the rotational period of the star and its harmonics.

on an inclined star with $i = 40^\circ$. One spot is fixed at latitude $+30^\circ$ and the other at the equator. Differential rotation is not considered. The three RV signatures and periodograms are plotted on Fig. 11 and on Fig. 12. Only the three periods P_{rot} , $P_{rot}/2$ and $P_{rot}/3$ are identified. Three sinusoids fixed at these periods fit the RV modulation and reduced the amplitude of the jitter up to 90%.

For our three simulated cases with two spots, the anti-correlation between V_{span} and RV is more or less observed on Fig. 13 but may be affected by the fact that one spot may compensate the other. We emphasized that the slope of the anti-correlation is low and requires a high sampling to be resolved (at least 10 measurements per rotation period).

The pattern observed for one spot between the CCF FWHM and the photometry may be strongly modified by the presence of several spots as shown in Fig. 14. It may do not reveal a clear pattern and the anti-correlation may be barely seen. But, as both parameters are not modified by the presence of planet (except for a transit), this anti-correlation due to stellar activity would be always observable. On the contrary to the RV and V_{span} (or BIS) anti-correlation which may be hidden by a planet in the RV data.

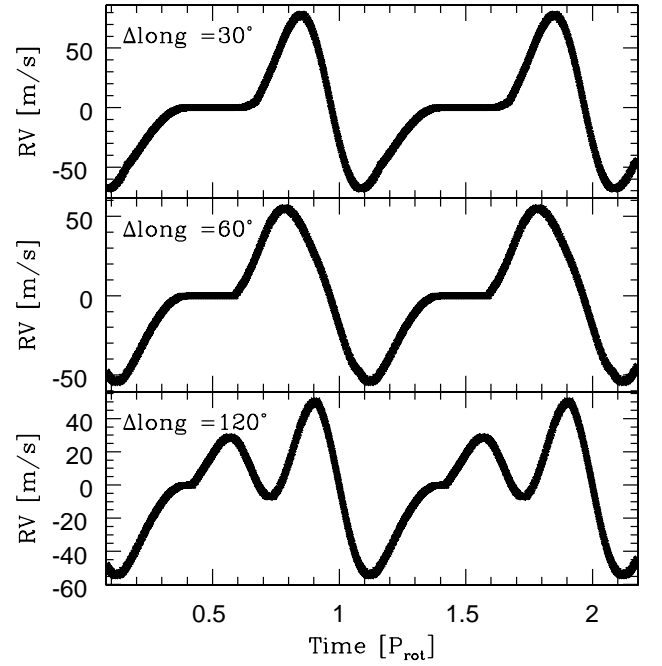


Fig. 11. RV as a function of time induced by two spots on the stellar surface. One spot is at latitude $+30^\circ$, the other at the equator. From top to bottom: the shape of the variation varies with the difference of longitude between the two spots, labelled in the top left of each panel.

2.7. Bright spots

We consider only the case of dark spots, but other inhomogeneities are present on the surface of an active star. For in-

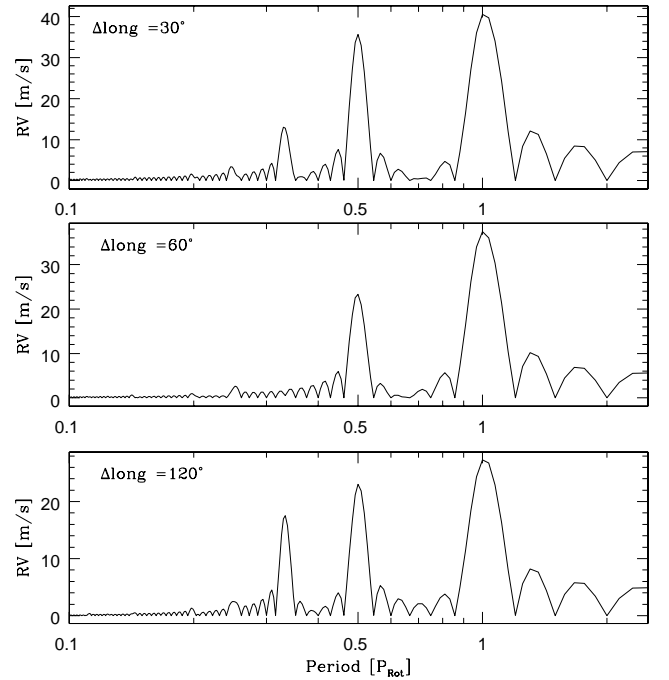


Fig. 12. Lomb-Scargle periodograms of the three RV variations showed in Fig. 11 when two spots are on the stellar surface. Only the rotational period of the star and its two-first harmonics are detected. As remarked in Sect. 2.2, the maximal peak is not at $P_{rot}/2$, so there is not a significant detection of the harmonic $P_{rot}/4$.

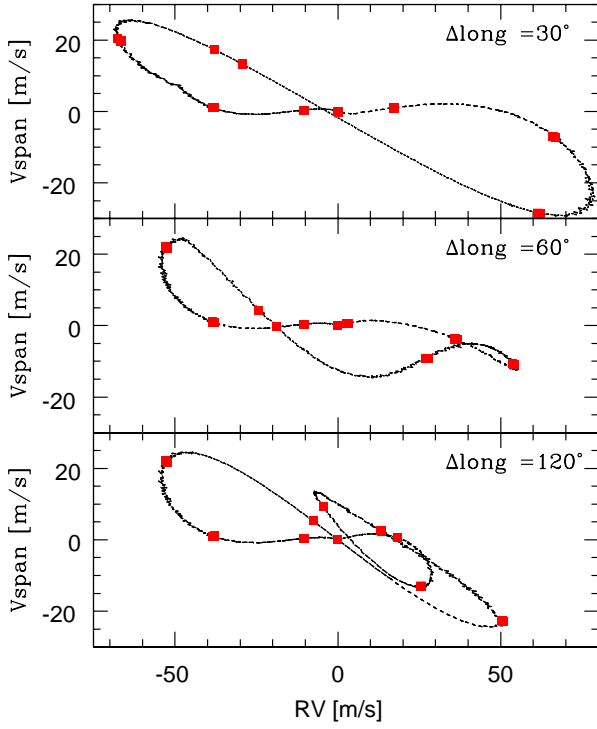


Fig. 13. V_{span} as a function of RV for the three RV variations showed in Fig. 11 when two spots are on the stellar surface. The square points represent a sampling with one measurement each $P_{rot}/10$.

stance, plagues are bright structures that may be connected with dark spots in active regions. We simulated bright spots and characterized the induced variations of the RV, CCF parameters and photometry. We observed that the amplitudes of the variations are identical for same characteristics than a dark spot (except the brightness), but the shapes of all parameters are reversed. Then, the V_{span} and the RV remain anti-correlated. Similarly, the relation between parameters of the CCF and the photometry remains.

3. Application to real data

3.1. HD 189733

The active K2V star HD 189733 and its transiting planetary companion, which has a 2.2-day orbital period, was monitored by Boisse et al. (2009). They used the high-resolution spectrograph *SOPHIE* mounted on the 1.93-m telescope at the Observatoire de Haute-Provence to obtain 55 spectra of HD 189733 over nearly two months. The RV measurements subtracted from their fit of the planetary companion are variable due to the activity of the star. HD 189733 has a stellar rotational period of 11.953d (Henry & Winn 2009). We computed the Lomb-Scargle periodogram of the residuals from the Keplerian fit on the top panel of Fig. 15. The fundamental period at P_{rot} and its two-first harmonics ($P_{rot}/2$ and $P_{rot}/3$) are detected with false alarm probability lower than 10^{-1} . **False alarm probabilities are computed by performing random permutation of the data, keeping the observing time fixed, as described in Lovis et al. (2010).** There is not significant signal at others harmonics. The dispersion value of 9.1 ms^{-1} are reduced to 5.5 ms^{-1} when the residuals are fitted by three sinusoids fixed at the given periods. This dispersion is comparable to that obtained by the RV-BIS anti-

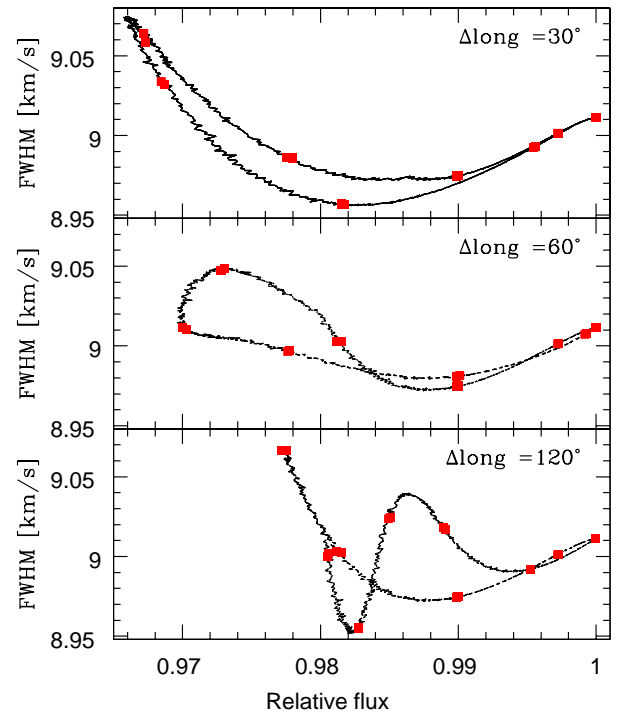


Fig. 14. FWHM of the fitted Gaussian as a function of the photometric flux of the three RV variations showed in Fig. 11 when two spots are on the stellar surface. The square points represent a sampling with one measurement each $P_{rot}/10$.

correlation correction applied by Boisse et al. (2009). The main limitation is here the intrinsic precision of the spectrograph. The Lomb-Scargle periodogram of the residuals after the simultaneous fit of a Keplerian and three sinusoids with periods fixed at P_{rot} and its two-first harmonics is shown in dash line on the top of Fig. 15. It do not show evidence of other companion in the system taking into account the current *SOPHIE* accuracy ($\approx 4\text{--}5 \text{ ms}^{-1}$).

We show the effect of the sampling on the middle and bottom panels of the Fig. 15. We simulated a dark spot on the star with the closest parameters to those of HD 189733. Spot parameters (0.45% of the visible stellar surface and $lat=+30^\circ$) have been selected in order that the simulated photometric variations are comparable to those observed by MOST (Boisse et al. 2009). On the bottom panel, the Lomb-Scargle is computed for a quasi-perfect sampling with a measurement each $P_{rot}/1000$. On the middle panel, the sampling is that of the measurements on HD 189733 in Boisse et al. (2009). The pattern of the Lomb-Scargle periodogram for the simulations with the sampling of the *SOPHIE* data (*middle panel*) is comparable with those of real data (*top panel*). In dashed line, it is superimposed the Lomb-Scargle periodogram of the residuals of the harmonic filtering of the simulated RV with data sampling. No periodicities are enhanced by the harmonic filtering **beyond the noise level**.

3.2. GJ674

GJ 674 is a moderately active M2.5V dwarf hosting a planet with 4.69-day period (Bonfils et al. 2007). A superimposed signal with a periodicity of roughly 35 days is also visible in the RV measurements. Bonfils et al. (2007) demonstrated that their variations coincide with the stellar rotation period by analyzing

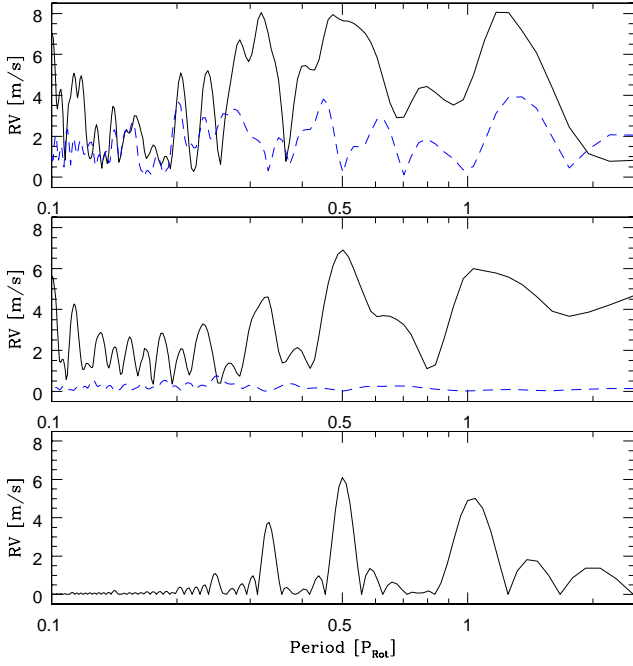


Fig. 15. *Top:* Lomb-Scargle periodogram of the residuals from the Keplerian fit of the SOPHIE RV of HD 189733 (black curve). The three peaks at the rotational period and the two-first harmonics are detected. The Lomb-Scargle periodogram of the residuals after the simultaneous Keplerian fit and the harmonic filtering of the stellar activity is shown with dashed line. *Middle:* Lomb-Scargle periodogram of a simulation of one dark spot on the surface of a star with closest parameters of HD 189733. The sampling is identical to the SOPHIE data on HD 189733. The lomb-Scargle periodogram of the residuals after the simultaneous Keplerian fit and the harmonic filtering of the stellar activity is shown with dashed line. *Bottom:* Lomb-Scargle periodogram of the same simulation as in the middle panel with a very good sampling (one measurement each $P_{rot}/1000$).

photometry and active lines (Ca II and H α). These signals originate in active regions rotating with the stellar surface. They described the data with a 2-Keplerian model with a 4.69-day period planet and a Keplerian to fit the active feature. In Fig. 16, we fit the RV derived from HARPS spectra with three sinusoids with periods fixed at the rotational period ($P_{rot}=34.85$ d) and the two-first harmonics ($P_{rot}/2=17.425$ d and $P_{rot}/3=11.6167$ d) and one Keplerian that gives the planetary parameters. These are in agreement with Bonfils et al. (2007) (cf. Table 3). There is no significative change in the fitted parameters nor in the error bars. On the other hand, we obtained a weaker dispersion of the residuals, $\sigma(O-C)=0.65 \text{ ms}^{-1}$ instead of $\sigma(O-C)=0.82 \text{ ms}^{-1}$, closest to the current HARPS accuracy and equal to the uncertainty on each measurement, and we reduced the χ^2 to 1.36.

We compute the Lomb-Scargle periodogram of the original RV data (Fig. 18, *top*). It shows that the main period is that of the planet. When we removed the RV variations due to the planet, the periodogram of the residuals present periodicities at the rotational period and its two-first harmonics (Fig. 18, *bottom*). The periodogram after the simultaneous fit of a Keplerian and the harmonic filtering shows no residual or enhanced periodicity.

3.3. CoRoT-7

The photometric transit search with the CoRoT satellite has reported the discovery of a planetary companion CoRoT-7b around

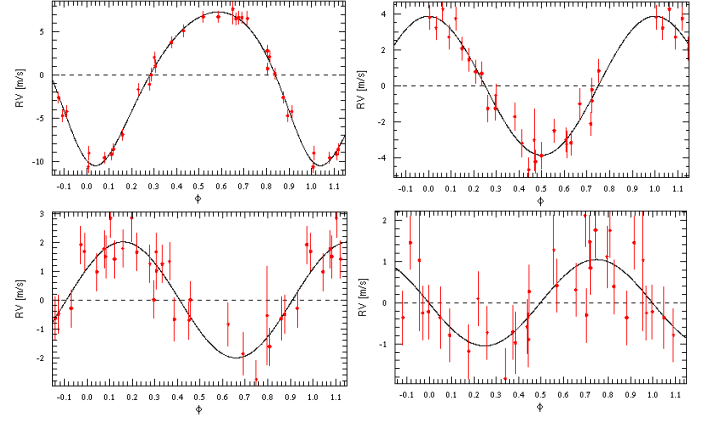


Fig. 16. Fit of the HARPS RV of GJ674 with one Keplerian and three sinusoids fixed to the rotational period (*top right* $P_{rot}=34.85$ d) and the two-first harmonics (*bottom left* $P_{rot}/2=17.425$ d and *bottom right* $P_{rot}/3=11.6167$ d). The Keplerian fit (*top left*) gives the planetary parameters. Each plot is as a function of orbital phase after removing the other three signals. Individual error bars are also plotted.

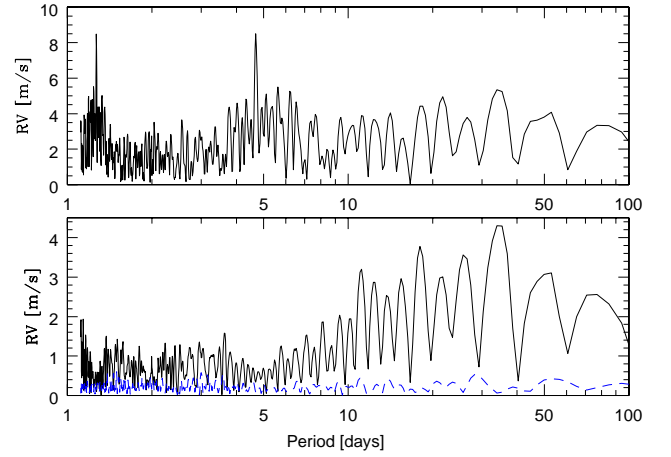


Fig. 17. *Top:* Lomb-Scargle periodogram of the RV of GJ674. The main peaks are due to the periodicity of the planet and its one-day aliases. *Bottom:* Lomb-Scargle periodogram of the residuals from the Keplerian fit of the GJ674 RV data (black curve). The main peak is the rotational period of the star. The two-first harmonics are also visible. The Lomb-Scargle periodogram of the residuals after the simultaneous Keplerian fit and harmonic filtering of the stellar activity is shown in dashed line.

an active V=11.7 G9V star (Léger et al. 2009) with an orbital period of 0.85 day. Queloz et al. (2009) reported the intensive campaign carried out with HARPS at 3.6-m telescope at La Silla. The RV variations are dominated by the activity of the star, i.e. rotational modulation from cool spots on the stellar surface with an estimated period close to 23 days. Two approaches were used to disentangle the Doppler motion from the active jitter. They both detected two signals: the CoRoT-7b transit period and a second planet CoRoT-7c with a period of 3.69 days. They concluded to a mass of $4.8 \pm 0.8 M_{Earth}$ for CoRoT-7b and, assuming both planets are on coplanar orbits, a mass of $8.4 \pm 0.9 M_{Earth}$ for CoRoT-7c. The second of the two approaches used in Queloz et al. (2009) is a modeling of the active jitter by an harmonic decomposition of the rotational period. The authors subtract their model from the RV data before to detect and characterize the planetary system. Here, we want to fit simultaneously the effect

Table 2. Keplerian orbital solutions for GJ674b planet as published in Bonfils et al. (2007) and as fitted in this paper.

| Planetary parameters | Bonfils et al. (2007) | This paper |
|--|-----------------------|---------------------|
| P_P [days] | 4.694 ± 0.007 | 4.694 ± 0.002 |
| K [m s^{-1}] | 8.70 ± 0.19 | 8.9 ± 0.3 |
| e | 0.20 ± 0.02 | 0.19 ± 0.03 |
| ω [deg] | 143 ± 6 | 159 ± 10 |
| T_0 [JD] | 53780.09 ± 0.08 | 53780.25 ± 0.12 |
| $m_2 \sin i^a$ [M_\oplus] | 11.09 | 11.39 |
| $\sigma_{(O-C)}^b$ [m s^{-1}] | 0.82 | 0.65 |
| reduced χ^2 | 2.57 | 1.36 |

^a assuming $M_\star = 0.35 M_\odot$ (Bonfils et al. 2007)^b $\sigma_{(O-C)}$ after the fit

of activity and the planetary system as we done previously for GJ674.

We use the 37 last days of HARPS data when the sampling is better (several points each night with a total of 59 measurements) and in order that the distribution of spots on the stellar surface does not change too much (and therefore the parameters of the fit for the active signal). This assumption is in agreement with the photospheric activity study of Lanza et al. (2010) from the CoRoT photometric measurements. **They found that active regions occur on three stable active longitudes, whose overall lifetime may exceed the duration of the light curve.** They note that the large active regions evolve on time scales ranging from two weeks to a few months. But we show in Sect. 2 that an evolving active region is also well fitted by our harmonic filtering. We fit simultaneously three sinusoids for the active jitter with periods fixed at the rotational periods (23d.) and its two-first harmonics (11.5d and 7.66667d.). The Lomb-Scargle of the residuals shows a clear peak near 3.69 d and another one near 0.85 d with false alarm probabilities lower than 5.10^{-4} . No other significant periods are detected with false alarm probability greater than 0.5. We fit simultaneously three sinusoids for the active jitter and two Keplerians for the possible companions. No parameters were fixed for the Keplerians except the eccentricities, fixed at zero. The differences with the published values on the periods are below 0.5% and on the transit phase of CoRoT-7b is less than 0.2% of the transit period. To measure the semi-amplitude and then the mass of the planets, we fixed the period and the T_0 of the transiting companion. We then fit simultaneously three sinusoids for the active jitter and two Keplerians with null-eccentricity. We obtain the parameters given in Table 3. The period of 3.70 ± 0.02 d found for CoRoT-7c is in agreement with the value of 3.698 ± 0.003 d from Queloz et al. (2009). The residuals, 3.1 ms^{-1} , and the reduced χ^2 , equal to 2., are comparable to those obtained by Queloz et al. (2009) allowing that we used fewer data. We note, however, that the semi-amplitude of the planets $4.5 \pm 0.7 \text{ ms}^{-1}$ for CoRoT-7b and $6.1 \pm 0.6 \text{ ms}^{-1}$ for CoRoT-7c are larger than the Queloz et al. (2009). For comparison, the same study is done on another data set of bjd=[54775.8-54807.3], with a total of 34 measurements. The two planets are detected in the Lomb-Scargle periodogram with false alarm probabilities lower than 10^{-2} whereas no other periods are detected with false alarm probability **lower** than 0.5 (except for the one-day alias due to the data sampling). The differences with the published values are 4.5% on the CoRoT-7c period, 2% on the CoRoT-7b transit period and 9% on the CoRoT-7b transit phase. The semi-amplitude for the planets are $2.9 \pm 1.1 \text{ ms}^{-1}$ for CoRoT-7b and $4.6 \pm 0.9 \text{ ms}^{-1}$ for CoRoT-7c.

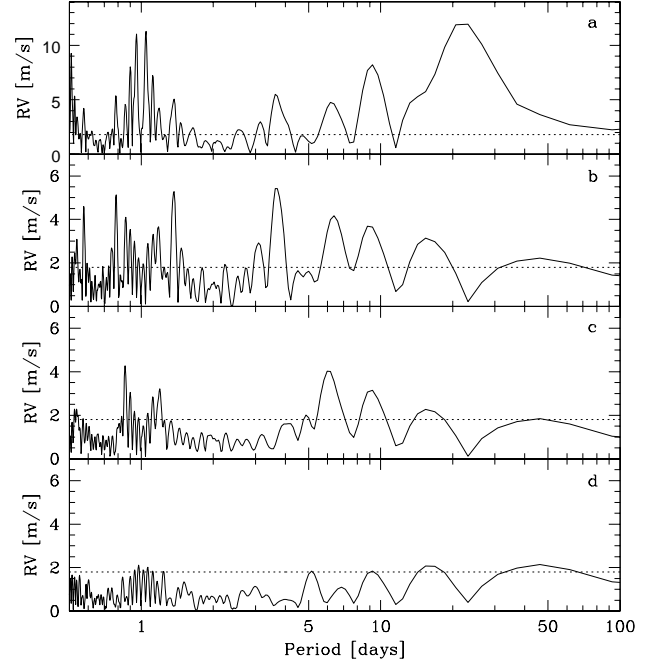


Fig. 18. Lomb-Scargle periodograms of the 37 last days of HARPS RV data of CoRoT-7. The dotted line shows the level of the mean uncertainty in RV measurements. a) The main peak in the raw data is owing to the rotational period of the star ($\sim 23\text{d.}$). b) After the harmonic filtering of the data, the highest peak of the residuals corresponds to the CoRoT-7c period. c) The residuals of the simultaneous fit of the activity and one Keplerian for CoRoT-7c show two peaks, the highest at the CoRoT-7b period and the other at its one-day alias. d) No significant periods remains above the level of the noise after the simultaneous fit of the activity and of two Keplerians for the possible companions.

Our method is robust, but these differences illustrate how difficult measuring the amplitudes accurately in presence of activity. Moreover, it led us to conclude that the error bars for the semi-amplitudes are underestimated in our study as in that of Queloz et al. (2009). We estimate approximately that a systematic noise due to active jitter of 1.5 ms^{-1} must be added quadratically to the error bars. We then find for the semi-amplitude $4.0 \pm 1.6 \text{ ms}^{-1}$ for CoRoT-7b and $5.6 \pm 1.6 \text{ ms}^{-1}$ for CoRoT-7c. The masses are $5.7 \pm 2.5 M_{\text{Earth}}$ for CoRoT-7b agreeing with the value of Queloz et al. (2009) and $13.2 \pm 4.1 M_{\text{Earth}}$, slightly higher than the published value for CoRoT-7c. The error bars then account for a systematic noise due to active jitter and for the stellar mass uncertainty ($0.93 \pm 0.03 M_\odot$). By weighted average, we find for the CoRoT-7c period 3.697 ± 0.019 day in agreement with Queloz et al. (2009). These new values for the CoRoT-7 system are reported in Table 4. **With this value of the CoRoT-7b mass and** taking into account the refined radius, one sigma smaller $R_p = 1.58 \pm 0.10$, for CoRoT-7b by Bruntt et al. (2010) thanks to improved stellar parameters, and our mass, one sigma larger than the published value, Valencia et al. (2010) predict a planet compatible with an Earth-like composition (33% iron, 66% silicate).

3.4. ι Hor

ι Hor, or HD 17051 is a young G0V star with $V = 5.40$. The 320.1-d period planet ι Hor b with a small eccentricity of 0.161

Table 4. Adopted values for the two CoRoT-7 planets as derived from this paper.

| Parameters | CoRoT-7b | CoRoT-7c |
|-----------------------------|-----------------------|-----------------------|
| P_p [days] | 0.8536 (fixed) | 3.697 ± 0.019 |
| K [m s^{-1}] | $4.0 \pm 1.6^\dagger$ | $5.6 \pm 1.6^\dagger$ |
| e | 0 (fixed) | 0 (fixed) |
| T_0 [JD] | 54899.761 (fixed) | 54899.2 ± 0.7 |
| $m_2 \sin i$ [M_\oplus] | $5.7 \pm 2.5^*$ | $13.2 \pm 4.1^*$ |

† error bars on semi-amplitudes take into account a systematic noise due to active jitter of 1.5 m s^{-1}

* error bars on masses take into account the stellar mass uncertainty and a systematic noise due to active jitter

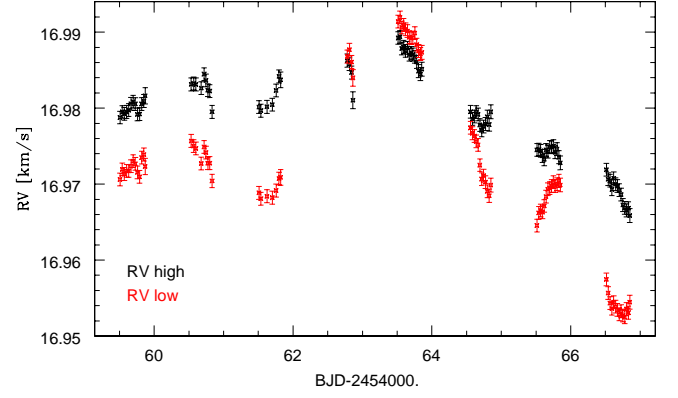
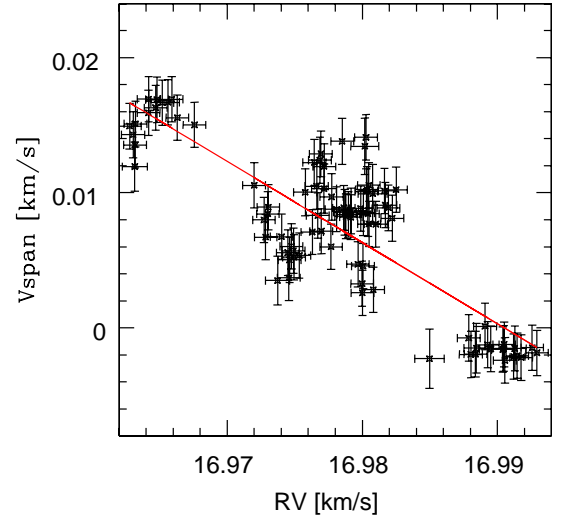
was reported by Kürster et al. (2000). They noted an excess RV scatter of 27 ms^{-1} due to stellar activity. Rocha-Pinto & Maciel (1998) measure a Ca II index of $\log R'_{HK} = -4.65$, and Jenkins et al. (2006) measured $\log R'_{HK} = -4.59$. Asteroseismologic observations were made with the high-precision spectrograph HARPS on ι Hor (Vauclair et al. 2008). They studied the acoustic oscillations of the star and demonstrated that ι Hor was formed in the same primordial cloud than the Hyades. They refined the mass of the star $M_* = 1.25 \pm 0.01 M_\odot$, which lead us to re-evaluate the ι Hor b planetary mass to $2.6 M_{Jup}$.

We studied these data to characterize the active jitter and to search for a possible hidden Doppler motion. Observations were done during eight consecutive nights between 19th and 26th November 2006 with 1856 measurements of about 100s of time exposure each. The p-modes are visible at high frequencies and a low frequency RV signal with amplitude of about 20 ms^{-1} appears due to activity. We kept 1659 measurements with $\text{SNR}(550\text{nm}) \geq 120$. We averaged the data by group of 20 measurements in order to average the p-modes signature. The mean RV photon noise uncertainty on averaged points is then about 26 cm s^{-1} , but the actual precision is limited by the instrumental accuracy $\approx 80 \text{ cm s}^{-1}$.

Before studying the RV variations due to stellar activity, we subtract the long-period planet Doppler motion. We computed the ι Hor b Keplerian solution with the parameters of Kürster et al. (2000) because, with too short duration, our data cannot be used to better constraint the planetary orbit. We subtracted a slope of $-650 \text{ ms}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ from the RV measurements. The uncertainty in the Kürster et al. (2000) parameters, particularly in the period ($\delta P = 2.1 \text{ d}$) and in the epoch of maximum RV ($\delta T_0 = 3.0 \text{ d}$), induced an uncertainty of $\pm 50 \text{ ms}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ in the value of the slope at the epoch of our observations, approximately eight years after the Kürster ones.

To check that the main RV variations is due to activity, we computed and compared RV_{high} and RV_{low} in Fig. 19. The amplitude of RV_{low} is roughly 1.5 times the amplitude of RV_{high} , as expected in case of stellar activity (cf. Sect. 2.3). Thus, in Fig. 20 an anti-correlation is observed between the RV and the V_{span} in agreement with an active signature.

The study of the dark spots simulations in Sect. 2 shows that the active RV jitter is well-fitted when the rotational period of the star is known. ι Hor rotational period is estimated by Saar & Osten (1997) and by Saar et al. (1997) from Ca II emission. They respectively found $P_{rot} = 7.9 \text{ d}$ and 8.6 d . From Kurucz model atmosphere, Kürster et al. (2000) derived a $v \sin i = 5.5 \text{ km s}^{-1}$, agreeing with the 5.7 km s^{-1} found by Saar & Osten (1997). In agreement, we derived from the mean FWHM of the HARPS CCF a $v \sin i = 5.7 \text{ km s}^{-1}$. Using the Saar & Osten (1997) for-

**Fig. 19.** RV_{high} and RV_{low} of ι Hor derived from HARPS spectra as a function of time. The slope due to the known planet is not remove. The error bars are also plotted.**Fig. 20.** $V_{span} = RV_{high} - RV_{low}$ as a function of RV of ι Hor derived from HARPS spectra. The line is the least-square fit. The ranges have the same extents in the x- and y-axes. The error bars are also plotted. One may compare this shape with that of the simulation of two spots separated of 120° in longitude on Fig. 13 (bottom).

mula to estimate the $\sin i$ from the $v \sin i$, P_{rot} and the stellar radius, we derived the stellar inclination $i = 55 \pm 10^\circ$. Following Saar & Donahue (1997), we estimate that the f_s , nonuniform portion of the spot distribution responsible for the observed variability is $f_s \approx 0.3\%$.

We choose arbitrarily a rotational period equal to 8.2 days. The RV are fitted by three sinusoids with periods fixed at the rotational period and its two-first harmonics (cf. Fig. 21). The residuals are equal to $\sigma = 1.03 \text{ ms}^{-1}$ reaching almost the instrumental accuracy. A peak at the third harmonic is barely detected above the noise in the Lomb-Scargle periodogram of the residuals, as expected when it remains energy due to activity. Fitting simultaneously fourth sinusoids, the semi-amplitude of the fourth one is only 1.5 ms^{-1} and the residuals are slightly reduced $\sigma = 0.87 \text{ ms}^{-1}$. The amplitude of this last sinusoid is at the limit of our detection ($\leq 2\sigma$) as before in the study of the dark spot simulations, illustrating the fact that three sinusoids is sufficient to remove most of the active jitter. In Fig. 22, it is shown that minimum values of the χ^2 are obtained for P_{rot} between 7.9d and 8.4d.

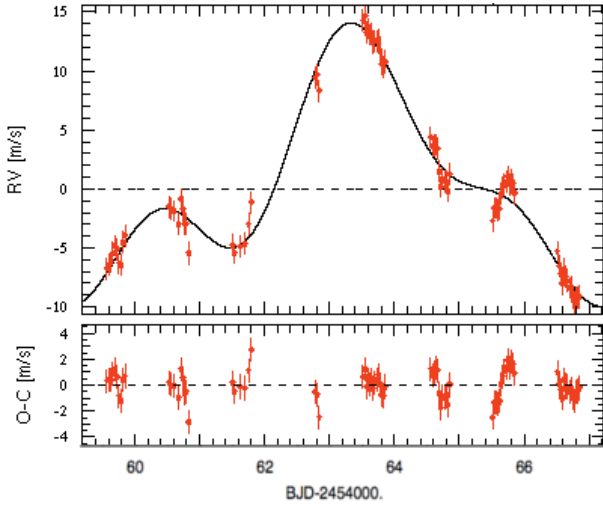


Fig. 21. *Top:* RV of ι Hor derived from HARPS spectra as a function of time. The three-sinusoid fit, with periods fixed at the rotational period of the star and its two-first harmonics, is plotted as a solid line. The rotational period is chosen equal to 8.2 days. *Bottom:* Residuals from the fit as a function of time. The dispersion value equals 1.03 ms^{-1} .

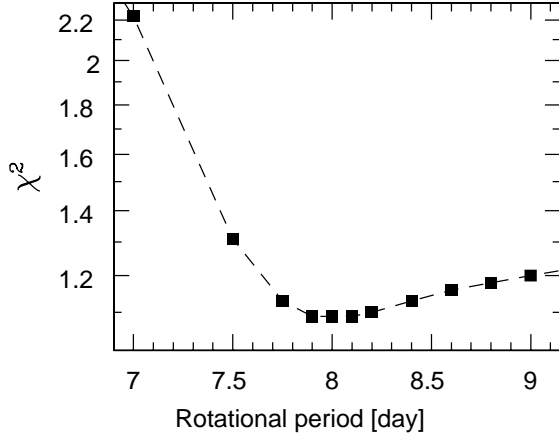


Fig. 22. Reduced χ^2 as a function of the value of the rotational period used for the fit of the ι Hor data. The rotational period is used to fix the period of the fitted sinusoids. Minimum values of the χ^2 are obtained for P_{rot} between 7.9d and 8.4d.

We do not detect in the ι Hor data a short-period companion. Nevertheless, we would like to know if we have subtracted the RV shift due to a companion subtracting the effect of activity. We ran simulations and added RV due to fake planets to the ι Hor data. We consider only the case of circular orbits that is a good hypothesis for planets with period lower than 6 days (Eggenberger & Udry 2010). We fit the active jitter with three sinusoids with period fixed at the rotational period and its two-first harmonics and look afterwards at the Lomb-Scargle periodogram of the residuals. If a peak at the planetary period is detected, we fit simultaneously a Keplerian with null-eccentricity to obtain the planetary parameters. We consider that a peak is significant if its false-alarm probability is smaller than 10^{-2} . In Fig. 23 is plotted the minimal semi-amplitude detected in the ι Hor data as a function of the planetary period. The error bars represent the difference between the planetary period and semi-amplitude fitted and the simulated ones or, if it is greater, the error of the fitted parameters. Periods longer than 7 days are not considered because observations during at least one planetary

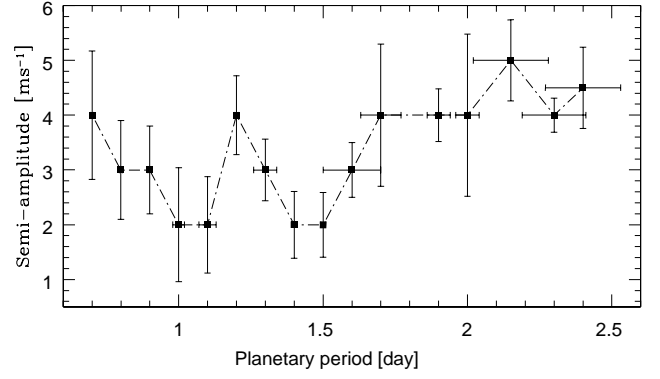


Fig. 23. Minimal semi-amplitude of a planet that would be detected in the ι Hor data as a function of the planetary period. The error bars represent the difference between the fitted and the simulated parameters, or, if it is greater the error of the parameters fitted.

period are needed to detect a planet. Planetary periods between 7 and 2.5 days are not easily characterized because, without other high-precision measurements, we cannot evaluate the amplitude of the RV jitter due to activity, and then to estimate above which amplitude the RV variation may be due to a companion. Under 2.5 days, the periods are detected in the periodogram of the residuals, after subtraction of the RV jitter.

To conclude, the ι Hor RV modulations are well explained by dark spots on the photosphere of a star with a rotational period in the range [7.9-8.4] days. There is no doubt that the main RV variations are due to the stellar activity by the anti-correlation $\text{RV}-V_{\text{span}}$ (Fig. 20) and the difference in amplitude between the RV_{low} and RV_{high} (Fig. 19). We excluded the presence of planets with minimum masses between 6 and $10 M_{\text{Earth}}$ and respective periods between 0.7 and 2.4 days (Fig. 23). The causes limiting our diagnostic are primarily the uncertainty on the rotational period of the star, the short observational period and, to a lesser extent the uncertainty on the slope due to ι Hor b planet.

4. Conclusion and Perspectives

We have performed simulations of stellar dark spots to check the validity of the standard diagnostics of activity and to derive a method to subtract RV variations due to activity. We studied the effects of stellar spots on photometry, measured radial velocities and other spectral parameters, including the asymmetry of the mean line of the spectrum that we estimate with a new parameter, $V_{\text{span}} = \text{RV}_{\text{high}} - \text{RV}_{\text{low}}$, which is less sensitive to noise than the usual bisector span BIS. We shown that the anti-correlation between RV and the V_{span} needs a minimal sampling of 0.1 stellar rotational period to keep its diagnostic power for several spots, and that a partial relation of anti-correlation might be observed between the photometry and the FWHM of the spectral lines. We pointed out that bright spots also induce an anti-correlation between RV and the V_{span} . We shown that stellar spots induce RV variations at the rotational period P_{rot} of the star and its two-first harmonics $P_{\text{rot}}/2$ and $P_{\text{rot}}/3$. These RV variations can be corrected by three sinusoids, the remaining activity signal at the following harmonic representing less than 10 % of the initial RV amplitude. Fitting stellar activity with three sinusoids may be used to disentangle it from Doppler motion provided that 1) the period of the planet is not close to that of the stellar rotation or one of its first harmonics, 2) the rotational period of the star is accurately known or the data cover at least two rotational period of the star. Under these conditions, this method could reveal

even low-mass planets with semi-amplitudes down to about 30% of the semi-amplitude of the activity-induced variation.

These results have been validated on four known active planet-host stars. In the case of CoRoT-7, we also detect the two planets reported by Queloz et al. (2009) but our uncertainties on the fitted parameters are several times larger to take into account properly for the stellar active jitter. Moreover, **with our simultaneous modeling of the activity and planetary parameters**, slightly larger masses are found: $5.7 \pm 2.5 M_{\text{Earth}}$ for CoRoT-7b and $13.1 \pm 4.1 M_{\text{Earth}}$ for CoRoT-7c. In the case of ι Hor we can exclude low-mass planets with periods between 0.7 and 2.4 days with semi-amplitude greater than 4 ms^{-1} , which correspond respectively to a minimum mass of 6 to $10 M_{\text{Earth}}$.

Our simulations did not take into account the differential rotation. It may have an effect to generate others frequencies than the harmonics of the rotational period. These other periodicities, however, were not detected in our study of known active stars. On the other hand, for RV survey, when a periodicity close to the rotational period of the star or its harmonics is found, a photometric follow-up have to be done. As illustrated in the discovery and confirmation of the planetary companion of HD 192263, a planet may be found with a period roughly close to that of the photometric variations of the star (Santos et al. 2000; Henry et al. 2002; Santos et al. 2003). Simultaneous photometry with the RV is then needed to check the phase of the parameters.

This method to disentangle stellar activity and planetary signals is particularly adapted to RV follow-up of transit surveys, from ground or space as CoRoT or Kepler. Indeed in this case photometry of active stars is well sampled and characterized (Paulson et al. 2004). It could also be used for RV survey around (low) active stars when the companion candidate has a periodicity different from the rotational period of the star and its harmonics, to refine the planetary parameters.

Acknowledgements. We wish to thank the French National Research Agency (ANR-08-JCJC-0102-01) for their support. NCS would like to thank the support by the European Research Council/European Community under the FP7 through a Starting Grant, as well from Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT), Portugal, through a Ciência2007 contract funded by FCT/MCTES (Portugal) and POPH/FSE (EC), and in the form of grants reference PTDC/CTE-AST/098528/2008 and PTDC/CTE-AST/098604/2008.

References

- Boisse, I., Moutou, C., Vidal-Madjar, A. et al. 2009, A&A, 495, 959
 Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X. et al. 2007, A&A, 474, 293
 Bonfils, M. & Santos, N.C., 2010, in prep.
 Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S. et al. 2009, A&A, 500, 853
 Bruntt, H., Deleuil, M., Fridlund, M. et al. 2010, A&A, 519, 51
 Desidera, S., Gratton, R.G., Endl, M. et al. 2004, A&A, 420, L27-L30
 Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F. et al. 2007, A&A, 473, 983
 Eggenberger, A. & Udry, S. 2010, EAS, 41, 27
 Forveille, T., Bonfils, X., Delfosse, X. et al. 2009, A&A, 493, 645
 Hatzes, A. P. 1999, ASPC, 185, 259
 Hatzes, A. P. 2002, AN, 323, 392
 Henry, G.W., Donahue, R.A. and Baliunas, S.L. 2002, ApJ, 577, L111
 Howard, R.F. 1996, ARA&A, 34, 75
 Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X. et al. 2008, A&A, 489, L9-L13
 Jenkins, J.S., Jones, H.R.A., Tinney, C.G. et al. 2006, MNRAS, 372, 163
 Kürster, M., Endl, M., Els, S. and al., 2000, A&A, 353, L33-L36
 Lagrange, A.-M., Desort, M. and Meunier, N. 2010, A&A, 512, 38
 Lanza, A.F., Bonomo, A.S., Moutou, C. et al. 2010, A&A, 520, 53
 Lovis, C., Ségransan, D., Mayor, M. et al. 2010, A&A, in press
 Matthews, J.M. et al. (2004), Nature, 430, 51
 Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D. and al., 2003, The Messenger, 114, 20M
 McLaughlin D.B. 1924, ApJ, 60, 22
 Melo, C., Santos, N.C., Gieren, W. et al. 2007, A&A, 467, 721
 Meunier, N., Desort, M. and Lagrange, A.-M. 2010, A&A, 519, 66
 Paulson, D.B., Saar, S.H., Cochran, W.D. and Henry, G.W. 2004, AJ, 127, 1644
 Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P. et al. 2001, A&A, 379, 279

- Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., Hatzes, A., Hébrard, G. et al. 2009, A&A, 506, 303
 Rocha-Pinto, H.J. & Maciel, W. J. 1998, MNRAS, 298, 332
 Rossiter R.A. 1924, ApJ, 60, 15
 Saar, S.H. & Donahue, R. 1997, ApJ, 485, 319
 Saar, S.H., Huovelin, R.A., Osten, R.A. and Shcherbakov, A.G. 1997, A&A, 326, 741
 Saar, S. H. & Osten R.A., 1997, MNRAS, 284, 803
 Santos, N.C., Mayor, M., Pepe, F. et al. 2000, A&A, 356, 599
 Santos, N.C., Udry, S., Mayor, M. et al. 2003, A&A, 406, 373
 Santos, N. C., Gomes da Silva, J., Lovis, C. and Melo, C. 2009, A&A, 511, 54
 Setiawan, J., Henning, T., Launhardt, R., et al. 2008, Nature, 451, 38
 Valencia, D., Ikoma, M., Guillot, T. and Nettelmann, N. 2010, A&A, 516, 20
 Vauclair, S., Laymand, M., Bouchy, F. and al., 2008, A&A, 428L, 5V
 Vogt, S.S. & Penrod, G.D. 1983, PASP, 95, 565

Table 1. Sinusoidal orbital solutions for fitting RV jitter activity for different inclinations of the star and latitudes of one stellar spot (Fig. 1).

| Parameters | | | | | | |
|---|--|---|------------------|------------------|-----------------|-----------------|
| $i=90^\circ$ and $\text{lat}=+30^\circ$ | P_P | P_{rot} | $P_{rot}/2$ | $P_{rot}/3$ | $P_{rot}/4$ | $P_{rot}/5$ |
| | $K \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | 24.83 ± 0.02 | 32.65 ± 0.02 | 22.78 ± 0.02 | 8.66 ± 0.02 | 1.14 ± 0.03 |
| | $\sigma_{(O-C)} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | before the fit : 33.77 after the fit : 1.26; $\chi^2 = 1.22$ | | | | |
| $i=40^\circ$ and $\text{lat}=+30^\circ$ | P_P | P_{rot} | $P_{rot}/2$ | $P_{rot}/3$ | $P_{rot}/4$ | $P_{rot}/5$ |
| | $K \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | 30.97 ± 0.02 | 26.68 ± 0.02 | 8.57 ± 0.02 | 1.79 ± 0.04 | 0.85 ± 0.03 |
| | $\sigma_{(O-C)} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | before the fit : 29.58 after the fit : 1.05; $\chi^2 = 1.01$ | | | | |
| $i=40^\circ$ and $\text{lat}=+50^\circ$ | P_P | P_{rot} | $P_{rot}/2$ | $P_{rot}/3$ | $P_{rot}/4$ | $P_{rot}/5$ |
| | $K \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | 40.59 ± 0.02 | 20.80 ± 0.02 | 4.29 ± 0.02 | 0.97 ± 0.02 | 0.18 ± 0.02 |
| | $\sigma_{(O-C)} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | before the fit : 32.41 after the fit : 1.04; $\chi^2 = 1.00$ | | | | |

Table 3. CoRoT-7 fit with three sinusoids for the active jitter and two Keplerians for the planets for the last 37 days of HARPS RV measurements.

| Parameters | | | | | |
|--|--|--------------------------|-----------------------------|-------------------|---------------------|
| P_P [days] | $P_{rot}=23$ (fixed) | $P_{rot}/2=11.5$ (fixed) | $P_{rot}/3=7.66667$ (fixed) | 3.695 ± 0.02 | 0.8536 (fixed) |
| $K \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | 14.3 ± 0.8 | 3.7 ± 0.8 | 1.2 ± 0.2 | 6.1 ± 0.6 | 4.5 ± 0.7 |
| e | | | | 0 (fixed) | 0 (fixed) |
| T_0 [JD] | | | | 54899.2 ± 0.7 | 54899.761 (fixed) |
| $\sigma_{(O-C)} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ | before the fit 10. after the fit 3.1; reduced $\chi^2 = 2.$ | | | | |

Résultats

On a mis en évidence les périodicités présentes dans les variations de VR dues à une ou plusieurs taches. Dans toutes les conditions étudiées, seule la période de rotation et ses deux premiers harmoniques sont significativement présents. On a montré que l'on soustrait plus de 90% de l'effet de l'activité par un filtrage des harmoniques avec trois sinusoides dont les périodes sont fixées à la période de rotation et à ses deux premiers harmoniques.

L'ajustement simultané de l'activité et de képlériennes est le principal avantage de cette méthode. Elle permet de détecter des planètes avec des amplitudes jusqu'à 3 fois plus faibles de celle de l'activité à condition que leurs périodes orbitales soient différentes de la période de rotation et de ses premiers harmoniques. Cette méthode est très bien adaptée aux cas où la période de rotation stellaire est bien connue, par exemple, pour le suivi en VR des détections de transits photométriques pour des étoiles actives ou pour la recherche de planètes autour d'étoiles jeunes dont les périodes de rotation sont caractérisées en photométrie.

Dans ce travail, j'ai estimé sur *ι* Hor quelles types de planètes ne sont pas détectées lorsqu'on soustrait l'activité à partir de quelques simulations. Un prolongement de ce travail serait de faire un programme d'estimation automatique des planètes non-détectées.

Il est intéressant d'observer les périodogrammes de Lomb-Scargle des autres paramètres (bissecteur, photométrie, largeur et contraste de la CCF). Je présente ici le cas du milieu de la Fig.1 de l'article, c'est-à-dire une étoile inclinée à 40° avec une tache à $+30^\circ$ de latitude. Ces périodogrammes (Figure 2.19) montrent que l'énergie dans chaque harmonique de la période de rotation est différent en fonction du paramètre. Ainsi, l'amplitude d'un harmonique pour un paramètre (par exemple, la photométrie) n'est pas forcément comparable à celle observée dans le même harmonique pour les VR, contrairement à ce qui a été supposé dans l'analyse de CoRoT7 (Queloz et al. 2009 ; Lanza et al. 2010).

La méthode d'ajustement par trois sinusoides à périodes fixées permet de soustraire jusqu'à 90% de la dispersion en VR due à l'activité stellaire. Néanmoins, on a vu précédemment que cette variation apparente de la VR est due à une déformation de la CCF. On devrait pouvoir utiliser l'information disponible dans la CCF pour faire une meilleure correction de l'activité ou pour réussir à mesurer les VR sans prendre en compte les déformations. Une piste possible sera abordée lors de l'étude de l'effet Rossiter-MacLaughlin (RM) dans le chapitre 4.

2.5 Recherche de Jupiters chauds autour des étoiles jeunes

Motivation

Les étoiles ayant une ou plusieurs planètes semblent montrer une déplétion en Lithium par rapport aux étoiles du champ (Israelian et al. 2009). Bouvier (2008) montre que cette déplétion pourrait provenir de la différence de vitesse de rotation entre le cœur radiatif de l'étoile et sa couche extérieure convective. Elle serait induit par le freinage de la rotation de la couche externe de l'étoile par interactions avec le disque protoplanétaire. Donc les étoiles jeunes avec une faible vitesse de rotation doivent avoir des planètes. Pour vérifier cette hypothèse de Bouvier (2008), on souhaite caractériser les étoiles jeunes ayant des planètes.

Or, les étoiles jeunes sont des étoiles actives qui tournent vite, deux paramètres qui accentuent l'effet du bruit stellaire dans les mesures de VR. Observationnellement, les variations des mesures de VR induites par les taches sur ce type d'étoiles peuvent valoir jusqu'à

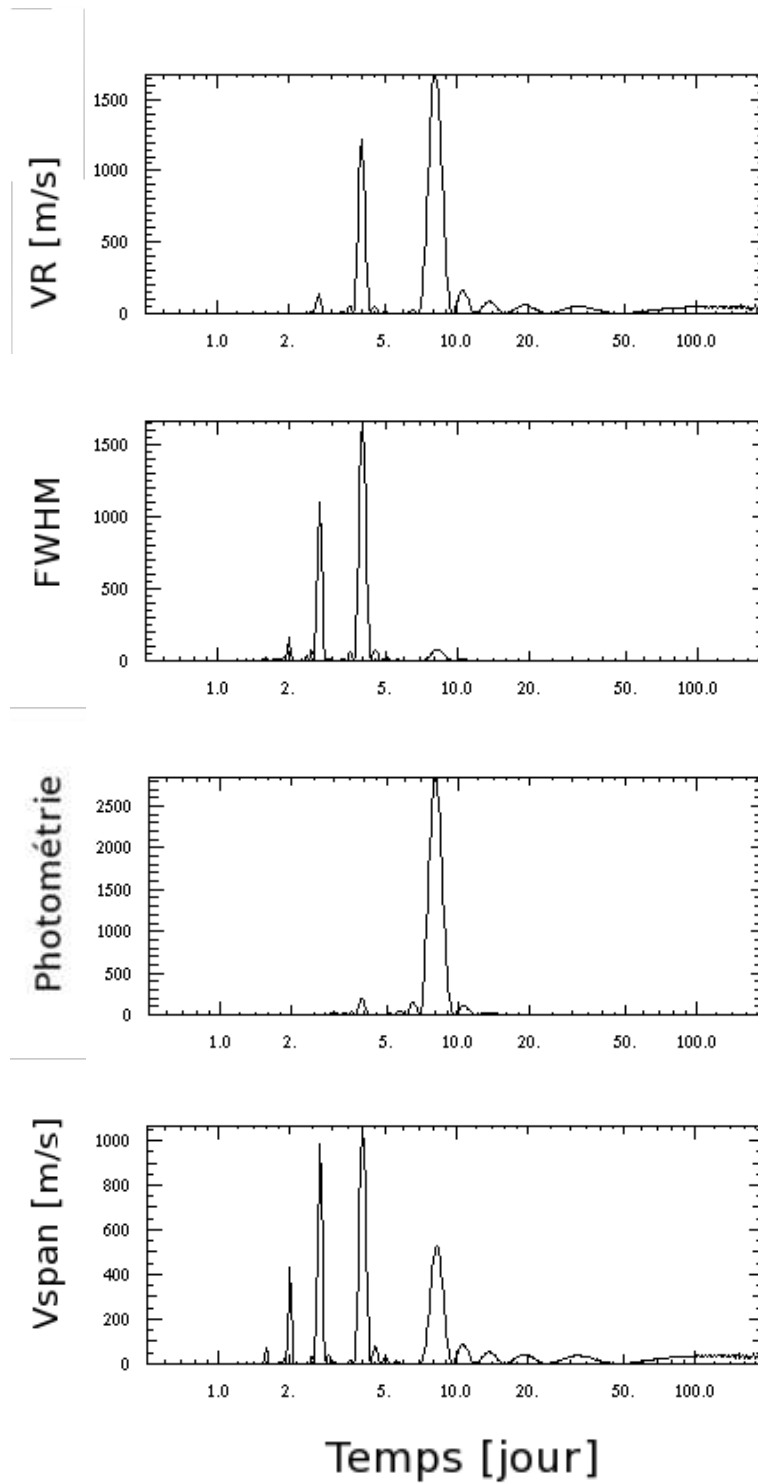


FIG. 2.19 – Périodogramme de Lomb-Scargle, de haut en bas, des VR, des FWHM, de la photométrie et de la pente du bissecteur pour la simulation d'une tache sur une étoile avec une période de rotation de 8 jours. On voit que l'énergie des pics de chaque harmonique varie en fonction du paramètre observé.

plusieurs kms^{-1} . Ce travail en cours va donc nécessiter de savoir extraire l'information Doppler dans les VR de la variabilité stellaire. C'est pourquoi ce programme est décrit ici en tant que terrain d'application des méthodes développées dans ce chapitre.

L'objectif est de chercher des planètes géantes à période courte autour d'étoiles jeunes du champ. Parmi les étoiles jeunes, les étoiles T Tauri d'âge entre 1 et 3 Myr sont en pleine formation planétaire. Mais la présence du disque, qui peut être en train d'accréter sur l'étoile et d'autres sources de variabilité irrégulières peuvent rendre l'interprétation des mesures de VR difficile (Bouvier et al. 2007 ; Prato et al. 2008). Les étoiles un peu plus âgées entre 5 et 20 Myr se trouvent dans les associations locales jeunes avec quelques douzaines de membres au mieux, ce qui ne permet pas une recherche statistique. Ces étoiles sont moins sujettes aux activités d'accrétion, mais il peut y avoir de l'accrétion résiduelle comme illustré dernièrement par la fausse détection de planète autour de TW Hya (Setiawan et al. 2008 ; Huélamo et al. 2008). Beaucoup plus nombreuses et un peu plus âgées (entre 30 et 150 Myr), les étoiles ZAMS (zero-age main sequence) sont probablement les meilleures à suivre en VR car le disque d'accrétion s'est complètement résorbé à cette époque. Les amas ouverts jeunes présentent des centaines d'étoiles ZAMS de ce type. Ainsi on choisit de suivre des étoiles ZAMS de type G et K dans des amas ouverts proches ($d < 350$ pc) qui présentent l'avantage d'avoir une grande partie de leurs caractéristiques bien connues : masse, âge, métallicité, période de rotation, activité, distance,...

En dehors de tester l'hypothèse de la déplétion du lithium, l'intérêt est d'étendre le spectre en âge et en masse des étoiles autour desquelles sont recherchées des planètes afin de pouvoir contraindre les scénarios de processus de formation des planètes, et aussi de donner des indices pour les processus dynamiques d'évolution des systèmes. La détection d'un Jupiter chaud très massif autour d'une étoile jeune serait un indice que l'absence de planètes massives à courtes périodes pour les étoiles non multiples est probablement due à l'évolution des systèmes (ingestion par l'étoile, migration trop rapide pour ces objets), ou à l'évaporation de ces objets lorsqu'ils sont proches de l'étoile (e.g. Lecavelier et al. 2004). Leur non-détection supporterait l'idée selon laquelle les processus de formation et de migration sont soit trop longs pour ces objets, soit qu'ils tendent à les emmener vers l'extérieur du disque. Les résultats récents d'observations d'effet Rossiter-MacLaughlin (RM) montrent un grand nombre de systèmes non-alignés. Ces systèmes soutiennent un processus long, type effet séculaire par processus Kozai, pour la formation des Jupiters chauds, alors que le processus de migration est une évolution rapide. La détection d'un Jupiter chaud autour d'une étoile jeune soutiendrait le deuxième scénario. Il semblerait que les planètes géantes se trouvent préférentiellement autour des étoiles sur-métalliques. La métallicité des étoiles jeunes qui abriteraient des planètes géantes permettraient de donner des conditions supplémentaires. En effet, s'il n'y a pas de préférence de métallicité pour les étoiles jeunes, cela supporterait l'accrétion de matériel planétaire par l'étoile pour expliquer le fait observationnel. Tandis qu'une préférence surmétallique supporterait la théorie selon laquelle un disque surmétallique forme plus facilement des planètes massives. Les planètes autour d'étoiles jeunes et actives seraient des candidates parfaites pour étudier l'interaction entre les Jupiter chauds et leurs étoiles-hôtes, car l'activité sur ces étoiles peut être jusqu'à 1000 fois plus importante que celle de leurs homologues de la séquence principale.

Etude de faisabilité sur HARPS et SOPHIE

Nous avons commencé par entreprendre une étude de faisabilité avant de pouvoir lancer une campagne de recherche. Sachant que le pourcentage de Jupiters chauds estimé pour

les étoiles proches est d'environ 0.7% (Marcy et al. 2005, Udry et al. 2006), il nous faut observer bien plus d'une centaine d'étoiles pour permettre une étude statistique. Pour ce test de faisabilité, on a choisi un échantillon de 10 étoiles au nord et 10 au sud, pour être suivies respectivement avec SOPHIE et avec HARPS. Ces étoiles sont choisies pour être représentatives de l'échantillon avec différents $v \sin I$, magnitudes et périodes de rotation. Paulson & Yelda (2006) rapportent leurs observations autour d'étoiles jeunes (12-300 Myr) avec le spectrographe MIKE au télescope de Magellan et Setiawan et al. (2007) avec FEROS au télescope de 2.2m (MPG/ESO) situé à l'Observatoire ESO de LaSilla. Ces deux études n'ont pas découvert de planètes mais ont déterminé les masses minimales des objets présents autour des étoiles observées.

Ces étoiles jeunes sont actives et tournent rapidement, ce qui entraîne de grandes amplitudes de variations de VR dues à l'activité. L'activité de ces étoiles est dominée par les taches et leur période de rotation est déterminée par les variations photométriques induites par ces taches. La signature d'un Jupiter chaud autour de ces étoiles est donc nécessairement masquée par l'activité. Les travaux précédents montrent que l'on peut soustraire l'activité pour trouver ce type de planète. Le premier objectif de ce travail est donc de montrer quelle est la précision obtenue sur ces étoiles en VR et ce que l'on peut faire pour corriger de l'activité avec le bissecteur, les autres indices d'activité ou avec la photométrie en simultané.

Six nuits SOPHIE ont été observées en octobre 2009 avec une mauvaise météo. On obtient de 6 à 10 mesures pour 3 étoiles de magnitude V de 10 à 12 avec des S/B par pixel entre 40 et 50. Une demande de temps pour le semestre 2010B a été faite pour pouvoir mieux couvrir en phase les étoiles observées, de façon à conclure sur la faisabilité de la recherche de planètes autour de ces étoiles avec l'instrument SOPHIE. La réaluminure du télescope qui a eu lieu entre temps permettra d'obtenir un meilleur S/B pour un même temps de pose.

Les nuits HARPS ont consisté en dix nuits consécutives au cours du mois de février 2010. Le temps a été beau et neuf nuits ont été utilisées, la dernière étant perdue pour raison technique. Une vingtaine de mesures ont été faites sur une dizaine de cibles permettant de suffisamment couvrir en phases les périodes de rotation. Les S/B par pixel vont de 20 à 50 pour des magnitudes V allant de 11 à 13. Des mesures photométriques ont été faites en simultané avec les mesures spectroscopiques pour s'assurer de la période de rotation de l'étoile et pour caler la phase de l'activité.

L'étude complète de l'échantillon observé avec HARPS est en cours. J'ai utilisé la soustraction de l'activité par filtrage des harmoniques pour caractériser l'activité stellaire et y chercher de possibles compagnons. Les périodes de rotation des cibles déterminées par la photométrie sont en bon accord avec celles déterminées par les VR, ces dernières étant les plus précises. Même si la variation de VR peut être plus complexe que celle d'une seule tache, on reconnaît la période de rotation. La plupart des cas observés présentent une anticorrélation $V_{\text{span}}\text{-}RV$, ce qui indique que la variabilité des VR est en premier lieu le fait de l'activité stellaire.

J'ai déjà étudié trois étoiles qui ont des mesures HARPS avec un bon échantillonnage de leur phase. Pour le premier cas de 2.7 jours de période de rotation en Figure 2.20, les VR mises en phase avec la période de rotation présentent à l'oeil, une périodicité à P_{rot} et à $P_{\text{rot}}/2$, ce qui indique qu'il y a au moins deux taches sur cette étoile. Les variations du bissecteur sont anticorrélées avec celles des mesures de VR. La soustraction de l'activité par les harmoniques montre que toute l'amplitude de variation des VR s'ajuste bien avec quatre sinusoides fixées à P_{rot} et ses trois premiers harmoniques. La dispersion des VR est réduite de 130 ms^{-1} à 20 ms^{-1} et il ne reste aucune périodicité dans les résidus. Un deuxième cas présente seulement des périodicités à la période de rotation et au premier harmonique.

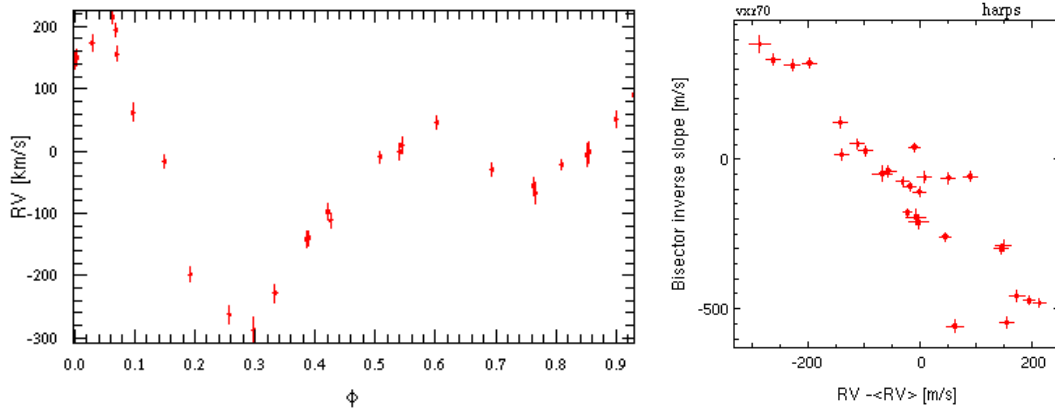


FIG. 2.20 – Candidat pour la recherche de Jupiter chaud autour d'étoile d'amas jeunes ouvert. *A gauche* : VR mesurées avec HARPS en phase avec la période de rotation de l'étoile. *A droite* : Le bissecteur calculés en fonction des VR pour la même étoile. On voit que la variabilité des VR est principalement due à l'activité.

La dispersion des VR est réduite de 470 ms^{-1} à 130 ms^{-1} , ce qui laisse de la place pour un possible Jupiter chaud. On doit alors caractériser ces résidus qui ont une amplitude bien supérieure à l'erreur des VR (environ 20 ms^{-1}). Un troisième cas présenté dans la figure 2.21 présente une possible dérive supplémentaire en plus de la variabilité induite par l'activité à la période de rotation.

On peut d'ores et déjà exclure la présence de planète de masse minimale supérieure à $1 M_{\text{Jup}}$ et de période inférieure à 5-8 jours autour de certaines étoiles, tandis que d'autres montrent des dispersions non-expliquées par la rotation stellaire.

L'étape suivante est d'une part de caractériser les planètes qui ne sont pas détectées par cette méthode, c'est-à-dire qui sont ajustées en même temps que le signal d'activité stellaire, d'autre part d'effectuer une analyse fine des résidus de la soustraction de l'activité. Les résultats obtenus sont très encourageants pour la suite de ce programme.

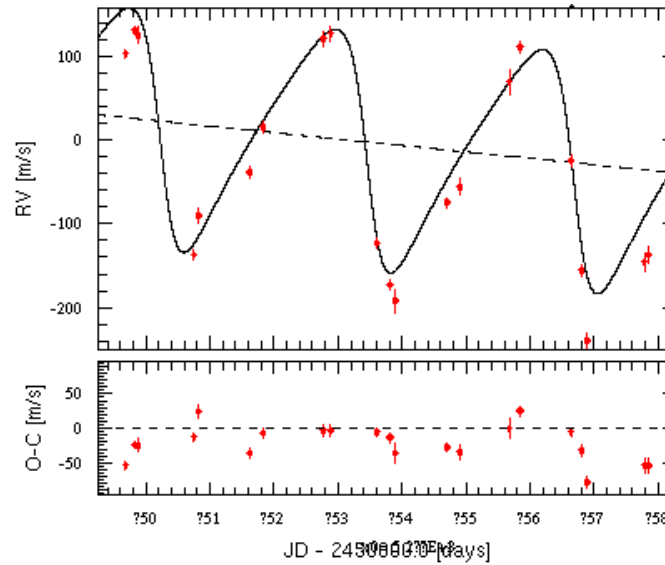


FIG. 2.21 – Mesure de VR au cours du temps d’une étoile d’un amas jeune ouvert. Ce candidat présente une possible dérive supplémentaire à la variabilité induite par l’activité à la période de rotation.

2.6 Conclusion

Les taches sur la photosphère d’une étoile en rotation sont actuellement l’effet le plus important du bruit astrophysique dans les mesures de VR pour la recherche de planètes. C’est à cause de cet effet que les étoiles jeunes et actives étaient rejetées des programmes de recherche alors que la connaissance de la population de planètes autour de ces étoiles est fondamentale. Elle est nécessaire pour contraindre les scénarios de formation et d’évolution des systèmes exoplanétaires. Des études sont en cours sur d’autres échantillons d’étoiles ce qui montre l’intérêt de ce sujet (communications d’A.-M. Lagrange et de P. Figueira).

D’autre part, la spectroscopie Doppler doit pouvoir mesurer les VR autour des étoiles actives présentant des transits détectés en photométrie comme dans le cas de CoRoT-7. La méthode que j’ai développée pour s’affranchir de l’activité s’applique très bien à ces deux cas et s’avère simple et efficace.

Les taches sombres ne sont pas tracées par des raies spectrales. Seules le sont les plages ou l’intensité du champ magnétique avec l’hélium. On a pourtant tendance à associer les variations de ces raies avec la présence d’une tache. C’est souvent vrai car les taches apparaissent toujours accompagnées de plages brillantes dans les zones actives. Il faut rester vigilants car, sur le Soleil, les plages peuvent aussi apparaître seules en dehors des zones actives. L’indice associé à la raie spectrale ne peut alors être associé aux taches. On s’attend à ce que la signature photométrique des étoiles jeunes soit dominée par les plages qui ont un effet en VR plus petit que celui des taches (e.g. Saar et al. 2003, Lagrange et al. 2010).

L’amélioration de la précision des mesures de VR permet de commencer à chercher des objets de type terrestre. Ces objets sont attendus sur des périodes de l’ordre d’une année avec de faibles semi-amplitudes en VR (une dizaine de cm s^{-1} pour des étoiles naines de type G et K). Dans ces ordres de grandeur, les phénomènes stellaires limitants deviennent le cycle stellaire et les mouvements convectifs photosphériques. Plusieurs études ont commencé à étudier ces problèmes. Ainsi, pour la recherche de planètes telluriques dans la zone

habitable, les idées qui se dégagent pour s'affranchir de l'activité sont :

- sélectionner des étoiles stables et non-actives dans les échantillons déjà observés, typiquement les étoiles qui servent de constantes (Udry et al. 2006).
- rechercher des périodes longues devant l'activité (> 50 jours) pour lesquelles on peut moyenner les poses sur un échantillonnage de la période de rotation (Dumusque et al. in prep.).

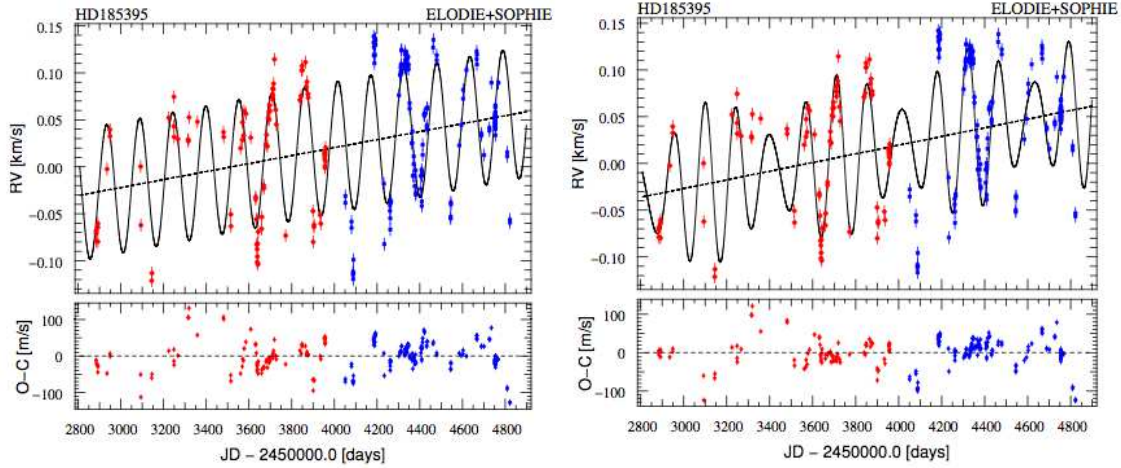


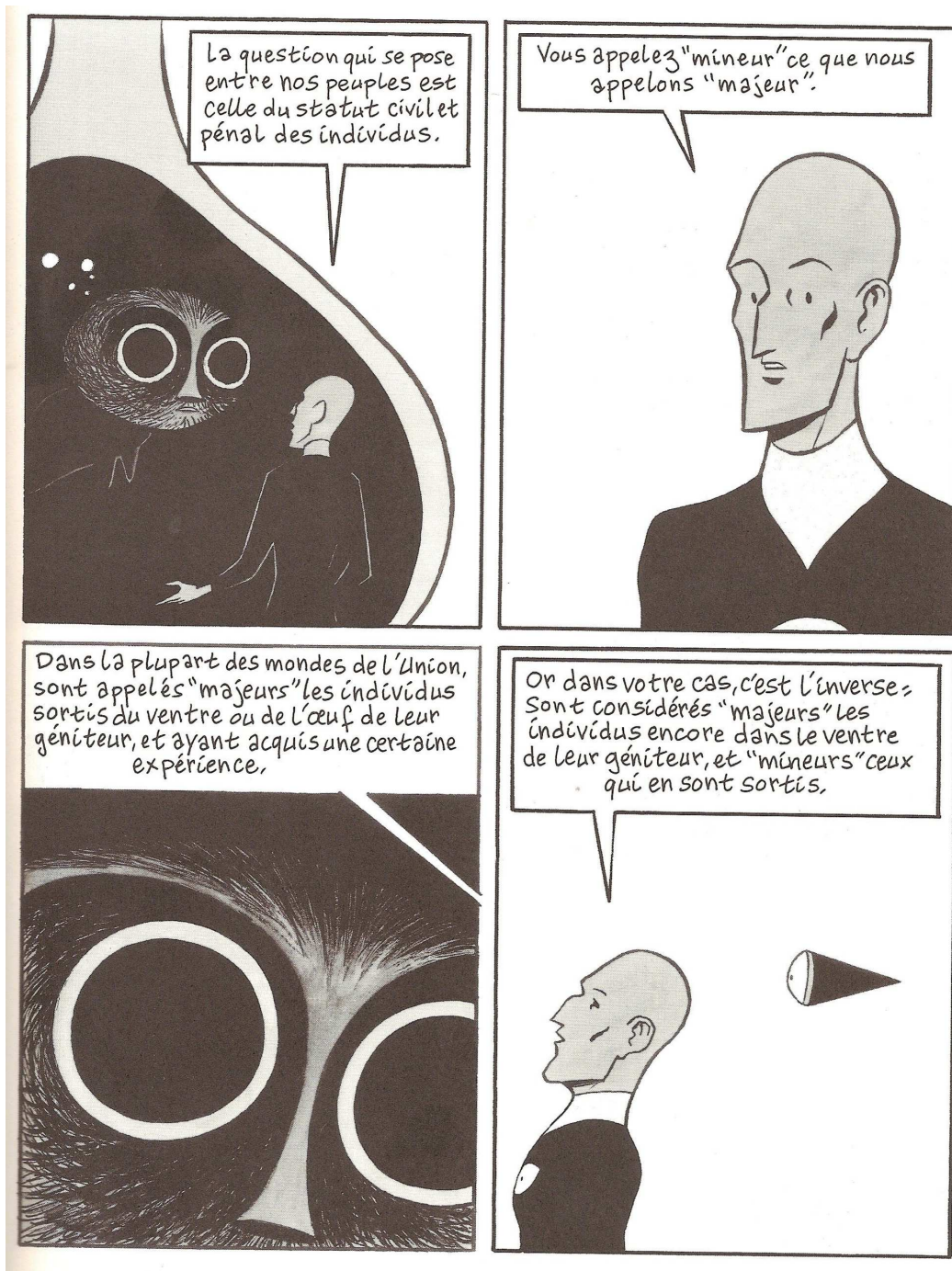
FIG. 2.22 – VR de θ Cygni mesurées avec ELODIE (en rouge) et SOPHIE (en bleu). En noir est tracée la solution proposée pour une planète (*à gauche*) et deux planètes (*à droite*). On voit qu'aucune des deux solutions n'est satisfaisante. Une hypothèse consiste à considérer que la variabilité des VR est due à un phénomène stellaire, jusqu'ici non identifié. (Figures tirées de **Desort et al. 2009** [8])

Publié récemment par **Desort et al. (2009)** [8], θ Cygni, étoile naine de type spectral F4 mesurée avec les spectrographes ELODIE et SOPHIE, présente des variations de vitesse pseudo-périodiques avec une amplitude variable dont on ne sait comprendre simplement la provenance (Figure 2.22). Cette variabilité ne peut être expliquée par deux planètes car le système formé serait instable. D'autre part, les variations du bissecteur présentent une périodicité similaire, ce qui indique une possible cause stellaire. Cependant, aucun phénomène stellaire connu actuellement ne peut expliquer ces variations. Plusieurs hypothèses sont possibles. Pourrait-il y avoir simultanément une planète en orbite et de l'activité stellaire ? Cette variabilité est-elle due à un phénomène stellaire non connu ? Cette étoile est donc encore suivie en VR et par d'autres méthodes de mesure (imagerie, interférométrie, photométrie) pour tenter de comprendre l'origine de ces résultats. De plus, les auteurs notent que cette pseudo-variabilité a pu être détectée grâce à la longueur du temps d'observation, plus de sept ans de mesures pour environ 150 jours de période. Une telle couverture est rare pour d'autres planètes dont certaines ne semblent plus être mesurées après leur publication. De fait, la communauté pourrait avoir manqué d'autres cas similaires.

L'hypothèse d'un phénomène stellaire non connu est-elle raisonnable pour ce cas-là ? Par exemple, l'étude en spectropolarimétrie du champ magnétique de l'étoile τ Bootis, abritant un Jupiter chaud, a révélé sur plusieurs campagnes d'observation, une inversion magnétique avec un cycle d'environ deux ans (Catala et al. 2007 ; Donati et al. 2008 ; Fares et al. 2009). On ne connaissait pas de cycle stellaire aussi court. Le suivi en polarimétrie d'étoiles de la séquence principale, de jumeaux solaires ou d'étoiles abritant des exoplanètes permet

de mieux caractériser leur champ magnétique. Même s'il semblerait que le cycle stellaire n'induisse pas des variations de vitesse de plusieurs dizaines de ms^{-1} , c'est le signe que la dimension stellaire est fondamentale pour la recherche des exoplanètes.

L'ouverture d'un mode spectropolarimétrie sur HARPS amène à généraliser l'observation simultanée de VR et du champ magnétique pour mieux caractériser la variabilité stellaire. D'autre part, le suivi des indices d'activité permet de chercher des interactions entre l'étoile-hôte et sa planète. Ces interactions peuvent être de deux ordres : magnétosphérique, c'est-à-dire causées par reconnection entre les champs magnétiques de l'étoile et de la planète ou par force de marée, de par la proximité des deux objets. Ces deux types d'interactions devraient entraîner une augmentation du niveau d'activité (Cuntz et al. 2000). Shkolnik et al. (2003, 2005, 2008) étudient l'activité d'étoiles avec des Jupiters chauds et concluent que certains systèmes montrent des interactions, et que celles-ci ne sont pas observables de façon continue. Le travail effectué sur HD 189733 montre que ces détections sont très difficiles. Etudier des étoiles actives et chercher des planètes autour d'étoiles actives permet de répondre à un grand nombre de questions, autant au point de vue de la formation des planètes que de leur évolution.



Chapitre 3

La recherche de planètes au sein du Consortium SOPHIE

Sommaire

| | | |
|------------|---|------------|
| 3.1 | Le Consortium SOPHIE | 102 |
| | Une association d'observateurs | 102 |
| | Les programmes de recherche d'exoplanètes | 102 |
| | Gestion de la base de données et des programmes | 105 |
| 3.2 | Recherche à haute-précision de super-Terre (SP1) | 105 |
| | Stratégie d'observation | 105 |
| | Statistique générale | 106 |
| | Suivi de constantes | 107 |
| | Candidats | 109 |
| | Conclusion et prochains objectifs | 111 |
| 3.3 | Suivi des longues périodes ELODIE (SP5) | 115 |
| | Stratégie d'observation et caractéristiques de l'échantillon | 115 |
| | Détermination du décalage de VR entre ELODIE et SOPHIE | 116 |
| | Candidats "Vrai Jupiter" | 117 |
| | Planètes déjà publiées ou annoncées | 120 |
| | Candidats massifs | 123 |
| | Conclusion et prochains objectifs | 126 |
| 3.4 | Recherche de Jupiters chauds (SP2) | 128 |
| | Stratégie d'observation | 128 |
| | Détermination automatique de la métallicité stellaire | 128 |
| | Résultats, publication et prochains objectifs | 129 |
| | Article à comité de lecture : <i>The SOPHIE search for northern extrasolar planets : III. A Jupiter-mass companion around HD 109246</i> . . | 131 |

3.1 Le Consortium SOPHIE

Une association d'observateurs

Avec la mise en service du spectrographe SOPHIE, des chercheurs dédiés à l'observation et à la recherche d'exoplanètes se sont regroupés en un Consortium en novembre 2006. Ce Consortium RPE (Recherche de Planètes Extrasolaires) est constitué de scientifiques de plusieurs institutions, françaises et suisses principalement : actuellement, de l'Institut d'Astrophysique de Paris (IAP) (F. Bouchy, PI ; G. Hébrard, R. Díaz, A. Vidal-Madjar et moi-même), du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble (X. Delfosse, X. Bonfils, T. Forveille, A. Eggenberger, D. Ehrenreich, C. Perrier et A.-M. Lagrange), du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (C. Moutou) et de l'Observatoire de Genève (S. Udry, D. Queloz, D. Ségransan, C. Lovis et F. Pepe). D'autres collaborateurs étrangers font aussi partie du Consortium comme N. Santos du Centre d'Astrophysique de l'Université de Porto (Portugal). A ceux-ci s'ajoutent des chercheurs associés sur des domaines connexes (analyse spectroscopique, modélisation, suivi photométrique, dynamique).

Cinq différents programmes d'observations ont été déterminés pour la recherche de planètes avec SOPHIE. La plupart sont en continuité de programmes initiés avec le spectrographe ELODIE, précédent SOPHIE au télescope de 1.93m de l'OHP. Certains ont un programme équivalent complémentaire dans l'hémisphère Sud avec le spectrographe HARPS. Le consortium obtient environ une soixantaine de nuits par semestre, ce qui correspond à une quarantaine de nuits effectives d'observations compte tenu de la météo moyenne sur le site. La fraction moyenne du temps accordé à chaque programme est déterminée en fonction des recommandations du Programme National de Planétologie. L'intérêt de se regrouper en Consortium est d'optimiser la répartition du temps de télescope et de mettre en commun les expertises et les compétences. Chaque collaborateur est ainsi amené à observer pour tous les programmes, mais n'a pas à participer à la définition et à l'analyse de chacun. La mutualisation du temps permet, par exemple, d'optimiser la stratégie d'observation en fonction des conditions météorologiques. Par temps moyen, on privilégie le suivi de cibles brillantes tandis que les cibles à haute-précision et les étoiles faibles sont prioritaires par beau temps. D'autre part, cela permet d'avoir une bonne couverture temporelle pour tous les programmes (60 à 70 nuits par semestre) et plus de réactivité face aux événements particuliers, tels que les éclipses ou les transits planétaires. Faire partie de ce Consortium m'a amené à faire plus d'une cinquantaine de nuits d'observations en optimisant les stratégies d'observation en fonction des objectifs de chaque programme décrit dans la section suivante. Après cette description succincte, les programmes pour lesquels j'ai participé à l'analyse seront détaillés.

Les programmes de recherche d'exoplanètes

Recherche à haute-précision de super-Terres (SP1)

Ce programme se focalise sur la recherche de planètes de petites masses autour des étoiles non-actives de type G-K. Son catalogue est une sélection d'étoiles qui ont été auparavant observées avec le spectrographe ELODIE. Environ 200 étoiles ont été choisies pour leur stabilité ou leur variabilité non résolue avec la précision d'ELODIE ($\approx 10 \text{ ms}^{-1}$). En utilisant SOPHIE à son maximum de précision, ce programme permet de suivre la stabilité de l'instrument, de mettre en avant des limitations en mode haute-précision, et de tester les changements instrumentaux (ADC, caméra de guidage, nouvelle solution en longueur d'onde, amélioration de la réduction automatique des données). La description précise de ses objectifs, caractéristiques et résultats sera faite dans la section suivante.

Recherche et caractérisation des Jupiters autour d'étoiles brillantes (SP2)

Ce programme a deux objectifs principaux :

- la recherche de Jupiters chauds en transit autour d'étoiles proches et brillantes. Pour cela, son échantillon d'étoiles (~ 2000) correspond à un élargissement en distance (catalogue Hipparcos jusqu'à 70 pc, coupures $0.35 \leq B - V \leq 2.0$) de l'échantillon du programme 740 ELODIE (Perrier et al. 2003 ; Naef et al. 2005 ; Da Silva et al. 2006).
- l'observation de transits spectroscopiques pour observer l'effet RM (Loeillet et al. 2008 [1]) ; ainsi que le suivi d'étoiles ayant une planète en transit pour rechercher d'éventuels compagnons supplémentaires.

Il permet, de plus, d'identifier des cibles stables et non actives à intégrer alors au SP1 pour une recherche de compagnons de faibles masses à périodes courtes. Ce programme peut conduire, enfin, au suivi de planètes massives à plus longues périodes (Da Silva et al. 2007 ; Santos et al. 2008 [2] ; Bouchy et al. 2009 [7] ; Hébrard et al. 2010 [9] ; Boisse et al. 2010b [11]). L'objectif à long terme est d'obtenir une statistique non-biaisée et fiable sur la présence et les caractéristiques des exo-Jupiters en fonction des caractéristiques stellaires, principalement ici, la masse et la métallicité. La partie recherche de planètes de ce programme est détaillée dans la quatrième section de ce chapitre, tandis que la partie caractérisation des Jupiters chauds sera traitée dans le chapitre suivant.

Recherche d'exoplanètes autour des naines M (SP3)

Ce programme suit environ 200 étoiles de type spectral M. Ses objectifs sont de détecter des planètes, préférentiellement de petites masses ($\sim 10\text{-}20 M_{\oplus}$) autour de naines M, de scanner un échantillon non-biaisé pour pouvoir déterminer une statistique des systèmes planétaires autour de ces étoiles, et de détecter des planètes en transit autour de ces objets. Son échantillon est également un élargissement d'un programme ELODIE (Delfosse et al. 1998) et a une contrepartie sud avec le spectrographe HARPS (Bonfils et al. 2010). La recherche d'exoplanètes autour des naines M permet de comparer les systèmes planétaires en fonction de la masse de l'étoile centrale (Figure 3.1).

Recherche d'exoplanètes autour d'étoiles de type précoce (SP4)

Ce programme recherche des planètes autour des étoiles A-F de la séquence principale ($-0.1 \leq B - V \leq 0.55$). Ces étoiles chaudes ont peu de raies dans leur spectre, qui de plus sont souvent élargies par de grandes vitesses de rotation (typiquement de $100\text{-}200 \text{ km s}^{-1}$ pour les étoiles de type A ; cf. partie 2.2.1). Elles sont donc peu adaptées à la mesure de VR via la méthode de corrélation croisée avec un masque de raies et peu de planètes ont été trouvées autour de ce type d'objets (Figure 3.1¹). Pour ces étoiles, on utilise une autre méthode de mesure de VR par corrélation dans l'espace de Fourier (Chelli 2000 ; Galland et al. 2005). Ce programme est un élargissement d'un programme ELODIE (Galland et al. 2005) et a une contrepartie sud avec HARPS (Lagrange et al. 2009). Il contenait un échantillon initial de 324 étoiles duquel ont été supprimées 88 étoiles après trois années d'observations (binarités spectroscopiques ou visuelles, absence de variation de VR, forte activité ou pulsations fortes ; ces étoiles précoces, A3V à F5V où la bande d'instabilité croise la Séquence Principale sont sujettes à de fortes pulsations). Ce programme a conduit à la publication des VR non-expliquées de θ Cyg (Desort et al. 2009 [8]).

Suivi des longues périodes ELODIE (SP5)

Les points principaux de ce programme sont la recherche des objets à très longues périodes et la caractérisation des systèmes multi-planétaires. Les mesures ayant commencé il

¹voir note de bas de page p.14

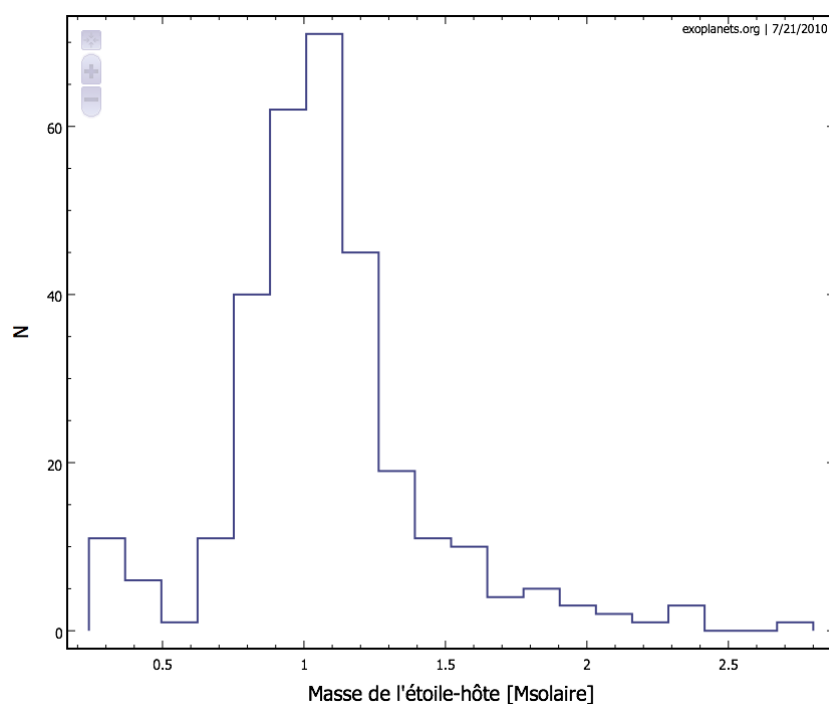


FIG. 3.1 – Histogramme des masses des étoiles en unités de masse solaire abritant des planètes découvertes par VR. La plupart des étoiles sont des étoiles de type G et K. Les programmes de recherche de planètes autour des étoiles de type A-F et de type M permettent de mieux contraindre les scénarios de formations et d'évolutions planétaires en fonction de la masse de l'étoile centrale.

Il y a une quinzaine d'années, les exoplanètes détectées par VR ont des périodes maximales qui sont limitées par la durée de vie des programmes de recherche (e.g. Wright et al. 2008 ; Fischer et al. 2009 ; Santos et al. 2010b). Ce programme a donc pour objectif de continuer à mesurer les objets caractérisés comme variables par ELODIE. Il prolonge le programme historique débuté par M. Mayor et D. Queloz avec le spectrographe ELODIE en 1994 et mesuré pendant 12 ans. L'échantillon se compose d'environ 40 cibles, soit plus de 10% du programme d'origine ELODIE. Je reviendrai plus en détail sur ce programme dans la troisième partie de ce chapitre.

Gestion de la base de données et des programmes

Pendant ces trois dernières années, j'ai été amenée à gérer la base de données du Consortium SOPHIE qui est établie à l'IAP. Les données prises à l'OHP sont régulièrement rapatriées à Paris et stockées. A cette occasion, je réduis à nouveau les données de façon homogène pour toute la base. Puis, je génère des listings des mesures prises par nuit. Ces listings contiennent un certain nombre de mots et valeurs clefs qui sont conservés dans les en-têtes FITS des données brutes et réduites. La sélection de ces valeurs clefs est une première étape pour l'analyse et la stratégie d'observation. En plus des données essentielles (nom de la cible, date de la pose, valeur de la VR, erreur sur la VR,...), on y liste les paramètres qui permettent d'identifier des limitations à ces mesures (S/B par pixel, S/B sur la voie B, contraste de la CCF sur la voie B,...). A partir de ces listings, chaque responsable peut sélectionner les mots-clefs qui sont pertinents pour son programme et faire des listes par étoile.

J'étais pendant ma thèse co-responsable de ce programme avec Stéphane Udry de l'Observatoire de Genève. Le programme 5 de suivi des longues périodes ELODIE du Consortium SOPHIE est co-encadré par Didier Queloz de l'Observatoire de Genève et par moi-même. On demande de donner des consignes précises aux observateurs. Etre identifié comme co-PI de programme demande de suivre régulièrement, c'est-à-dire au minimum une fois par mois les cibles qui ont été observées et de choisir celles qui seront observées. Le travail précis de recherche de planètes pour ces programmes est détaillé dans la suite de ce chapitre.

3.2 Recherche à haute-précision de super-Terre (SP1)

Stratégie d'observation

L'objectif de ce programme est de rechercher des planètes de faibles masses, de type super-Terres ou Neptunes, avec des périodes courtes. Les étoiles stables en VR du programme ELODIE ont été sélectionnées pour constituer l'échantillon de ce programme. SOPHIE, avec une meilleure précision, cherche à résoudre des variabilités de faibles amplitudes. La stratégie d'observation est de faire une dizaine de mesure consécutives à raison d'une mesure par nuit pour caractériser la variabilité à courte période.

La majeure partie des candidats planétaires détectés par les programmes de recherche correspond à des planètes géantes gazeuses. On connaît seulement une quarantaine d'objets de masse minimale inférieure à $30 M_{\oplus}$ qui sont probablement composés d'éléments solides (roches ou glaces). Les caractéristiques de ces objets (fréquence d'apparition, origine,...) sont donc peu définies. Ces planètes de petites masses sont attendues en grand nombre suite aux premières estimations des données HARPS par Mayor et al. (2009a) qui suggèrent une fréquence de $30 \pm 10 \%$ de Neptunes ou de planètes rocheuses autour des étoiles non-actives de type G et K avec des périodes inférieures à 50 jours. De plus, ces planètes de faibles

masses sont prédites en grand nombre par les modèles de formation à partir des processus d'accrétion de cœur (e.g. Alibert et al. 2005 ; Mordasini et al. 2009). Une population de planètes solides existe donc autour des étoiles de type solaire que l'on souhaite caractériser. Il semblerait déjà que cette population a des paramètres statistiques différents de ceux des planètes géantes bien que l'on dispose de peu d'objets (pas de préférence pour les étoiles surmétalliques, distribution à courte période différente,...). SOPHIE pourrait alors chercher des planètes de faibles masses dans l'hémisphère Nord en complément de HARPS autour des étoiles de type solaire. La détection de ces objets est capitale pour contraindre les modèles de formation, d'évolution, d'évaporation et de migration des exoplanètes. La distribution des paramètres d'un échantillon représentatif pourra répondre à cet objectif.

Pour détecter ces objets, il faut être capable de résoudre des variations de l'ordre de 10 ms^{-1} pic à pic, ce qui correspond à une dispersion des mesures de VR de 3 ms^{-1} et nécessite donc une précision minimale d'environ 2 ms^{-1} . L'objectif est d'atteindre la meilleure précision du spectrographe en s'affranchissant des limitations instrumentales et stellaires. On évite d'observer au dessus d'une masse d'air égale à 1.5 de façon à minimiser les effets d'absorption et de dispersion de l'atmosphère. Une calibration en longueur d'onde est faite simultanément à la pose scientifique ce qui permet de s'affranchir au mieux de la dérive du spectrographe. Un temps de pose de 900 s sur ces étoiles brillantes ($M_V \approx 7$) permet d'atteindre un S/B par pixel à 550 nm d'environ 150, suffisant pour obtenir un bruit de photon inférieur à 2 ms^{-1} . Ces temps de pose de 15 minutes permettent aussi de moyennner les oscillations de type solaire (cf. Section 2.1). On sélectionne les étoiles peu actives pour s'affranchir de l'activité stellaire. Le $\log R'_{\text{HK}}$ estime le niveau d'activité de l'étoile après une première mesure SOPHIE (cf. section 2.2.5). On ne cherche pas de variations de VR de faible amplitude autour des étoiles plus actives que $\log R'_{\text{HK}} \geq -4.8$. Nous allons voir dans la suite les caractéristiques générales de l'échantillon stellaire de ce programme.

Le catalogue de ce programme est conjoint à celui du suivi des longues périodes ELODIE (SP5) d'une part, parce que des cibles sont suivies dans les deux programmes, d'autre part, parce que le mode d'observation et le temps de pose sont les mêmes. La figure 3.2 donne la distribution de la dispersion en VR pour les étoiles de ces deux programmes en fonction de l'indice d'activité. On voit qu'un certain nombre d'étoiles ont des valeurs du $\log R'_{\text{HK}}$ supérieures à -4.8. Celles-ci présentent des variabilités de grande amplitude et à longue période (cf. candidats du SP5) et l'effet de l'activité est négligeable à cette échelle d'amplitude en VR.

Statistique générale

L'échantillon initial est composé de 205 étoiles dont 17 sont conjointement observées dans le cadre du suivi des longues périodes ELODIE. Ces dernières présentent une dérive à longue période et sont mesurées dans le cadre de ce programme pour étudier leur variabilité à courte période.

A ce jour 117 cibles du SP1 ont été observées, soit un peu plus de la moitié de l'échantillon. On compte une moyenne de 12 mesures par étoile, ce qui est en accord avec la stratégie. L'histogramme des $B - V$ de la figure 3.3 montre que la plupart des objets suivis sont des étoiles naines de type G et K. L'histogramme de la magnitude des étoiles du programme en figure 3.3 montre qu'on focalise sur des étoiles brillantes (accessibles pour l'efficacité lumineuse d'ELODIE). Le S/B obtenu en 15 minutes permet d'avoir une erreur en bruit photonique en VR inférieure à 2 ms^{-1} , la précision nécessaire pour détecter des objets de faibles

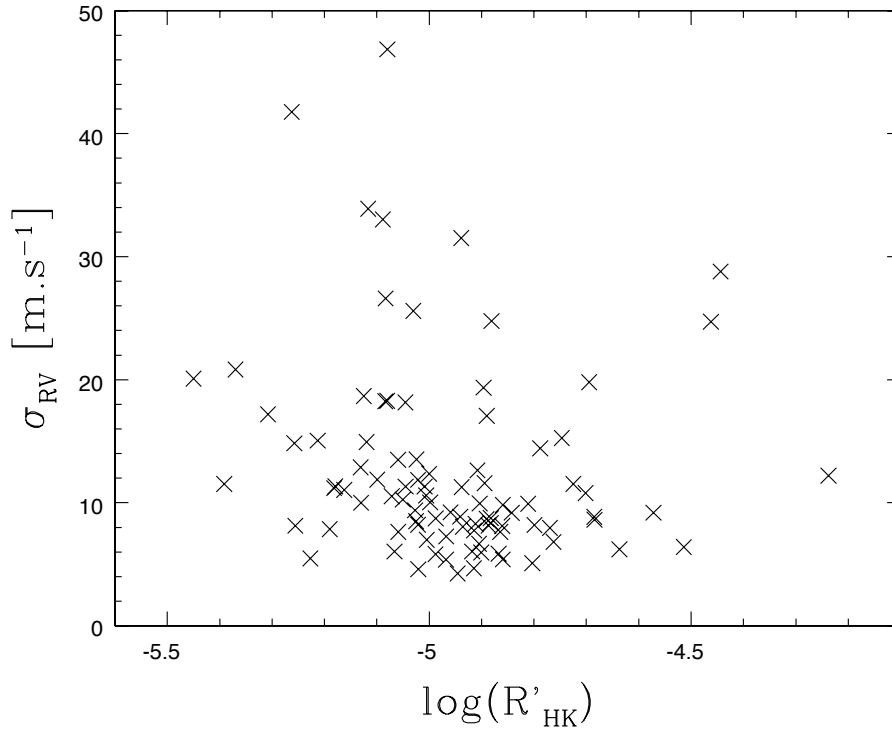


FIG. 3.2 – Dispersion des VR de la figure 3.5 en fonction du $\log R'_{HK}$.

masses (Figure 3.4). Mais l’histogramme de la dispersion des VR en Figure 3.5 pour chaque étoile ayant plus de 4 mesures avec $S/B \geq 100$, montre que l’on a une précision réelle d’environ 8 ms^{-1} . Le bruit qui cause principalement cette dispersion est l’effet de seeing dans le mode HR dû à un effet de pupille dans le spectrographe (cf. chapitre 1). C’est cette limitation instrumentale qui empêche pour l’instant la réussite de ce programme. Les barres d’erreur montrées dans la suite de ce chapitre correspondent alors à la somme quadratique de l’erreur de bruit de photon et de calibration en longueur d’onde avec une erreur systématique de 3 ms^{-1} qui correspond à la dispersion minimale observée pour une même étoile avec des mesures SOPHIE. A travers l’étude de cas particuliers, nous allons voir comment les systématiques actuelles empêchent la détection d’objets de petites masses.

Suivi de constantes

Pour suivre la précision à long terme de SOPHIE, on mesure régulièrement des étoiles qui présentent des VR stables. La dispersion des constantes ne donne pas la précision minimale du spectrographe, mais sa limite actuelle due aux effets instrumentaux. L’analyse de la variabilité de ces constantes en cherchant des corrélations avec d’autres paramètres permet d’identifier les limitations instrumentales ou astrophysiques. C’est aussi en mesurant des constantes que l’on fait des tests de stabilité en VR (position des ADC, brouillage des fibres, effet de centrage et de guidage, changement dans le logiciel de réduction des données).

J’ai d’abord identifié des constantes SOPHIE à partir de l’échantillon du programme SP1 en choisissant les étoiles avec plus d’une dizaine de mesures qui variaient le moins sur une grande échelle de temps. Certaines de ces constantes au bout de quelques années se sont avérées plus variables que d’autres.

Pour bien suivre les effets instrumentaux, on a choisi de mesurer également des étoiles identifiées comme constantes dans les programmes HARPS, c’est-à-dire avec une disper-

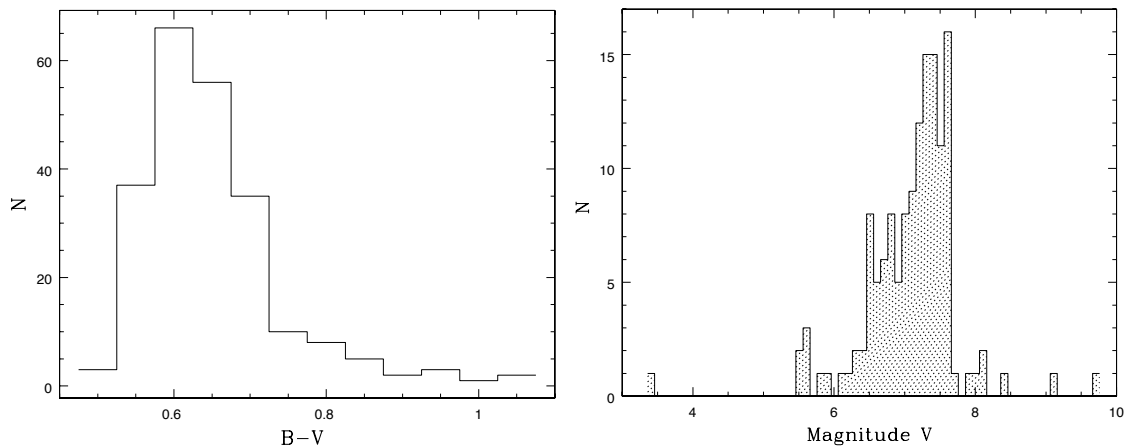


FIG. 3.3 – *A gauche* : Distribution des $B - V$ pour les étoiles du catalogue des programmes à haute-précision et du suivi des longues périodes ELODIE (SP1 et SP5). *A droite* : Distribution de la magnitude V des étoiles suivies dans le cadre des programmes à haute-précision et du suivi des longues périodes ELODIE (SP1 et SP5).

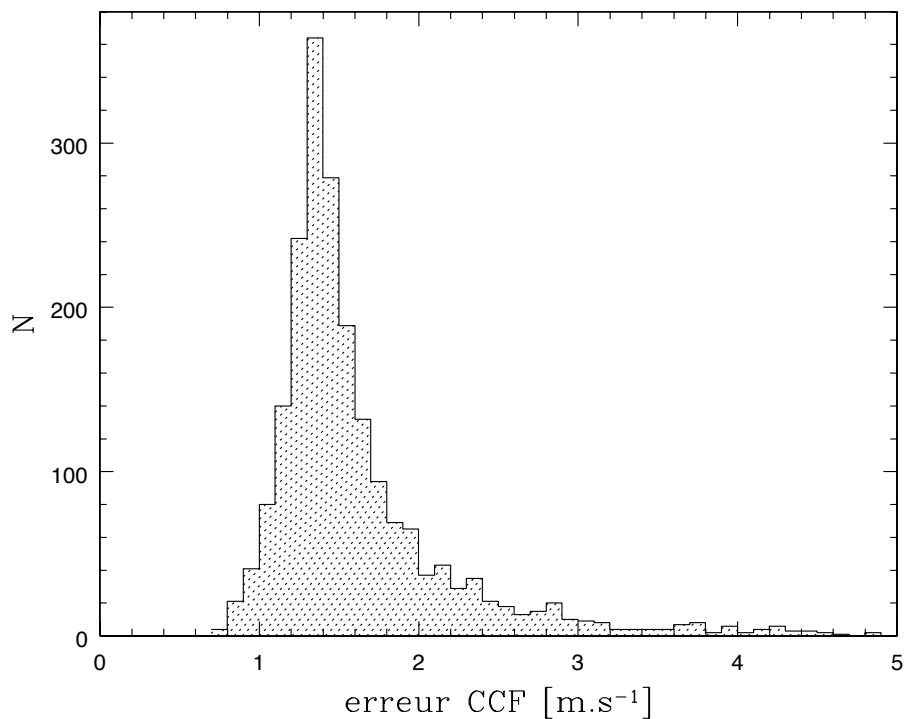


FIG. 3.4 – Histogramme des erreurs sur toutes les mesures faites dans le cadre du programme sur la recherche à haute-précision de super-Terre. Cette erreur dont la distribution pique à 1.4 m.s^{-1} correspond au bruit de photons et à l'erreur de calibration en longueur d'onde.

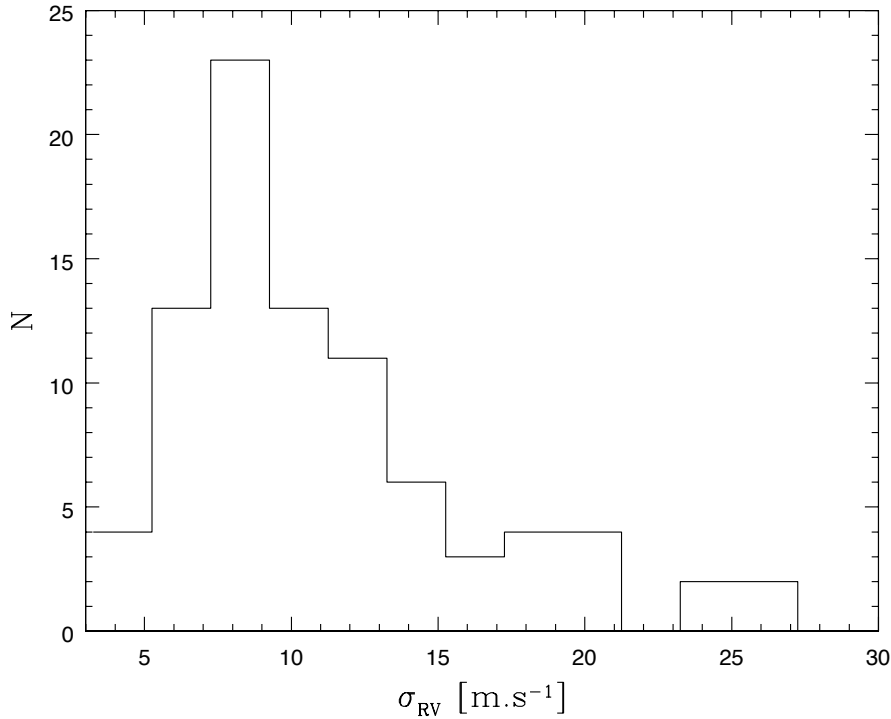


FIG. 3.5 – Histogramme de la dispersion en VR pour chaque étoile ayant au moins 4 mesures avec un $S/B(550\text{ nm}) \geq 100$ sur toutes les mesures faites dans le cadre du SP1, programme sur la recherche à haute-précision de super-Terre.

sion de VR inférieure à 3 ms^{-1} . Mais ces étoiles basses sur l’horizon (HARPS étant au sud) sont donc observées à masse d’air importante et ne sont pas visibles longtemps dans l’année. J’ai donc proposé dernièrement que l’on ajoute des constantes Keck à l’échantillon. Deux étoiles seraient suffisantes pour être observables toute l’année et à masse d’air plus petite ce qui est plus caractéristique des étoiles suivies dans les programmes SOPHIE.

On montre deux exemples de constantes suivies avec SOPHIE. Dans la Figure 3.6, les mesures de VR de HD 30708 ont une dispersion actuelle de 5.3 ms^{-1} sur plus de trois ans de mesures. Cette étoile est identifiée comme constante SOPHIE.

Les mesures de VR HARPS de l’étoile HD 213575 ont une dispersion de 1.5 ms^{-1} . La vingtaine de mesures SOPHIE prises sur 3 ans montrent sur la figure 3.7 une dispersion de 3.9 ms^{-1} .

Les VR de HD 30708 présente une corrélation avec l’estimateur de seeing. Tandis que cette corrélation est très peu présente dans les mesures de HD 213575. Cette dernière est plus basse sur l’horizon et doit être plus affectée par le mauvais positionnement des correcteurs de réfraction (cf. section 1.4). L’étude de la correction du seeing doit s’appuyer autant sur des étoiles qui présentent cet effet que sur celles qui sont peu affectées comme les constantes. De plus, ces étoiles, en étant stables sur une longue base de temps, montrent que SOPHIE a une meilleure stabilité à long terme qu’à court terme (de par l’effet de seeing).

Candidats

A partir de la Figure 3.2, on peut repérer les étoiles qui présentent une dispersion en VR supérieure aux autres. Cette dispersion peut être causée par une dérive lente puisque les étoiles présentées dans cette figure appartiennent aussi au programme de suivi des longues

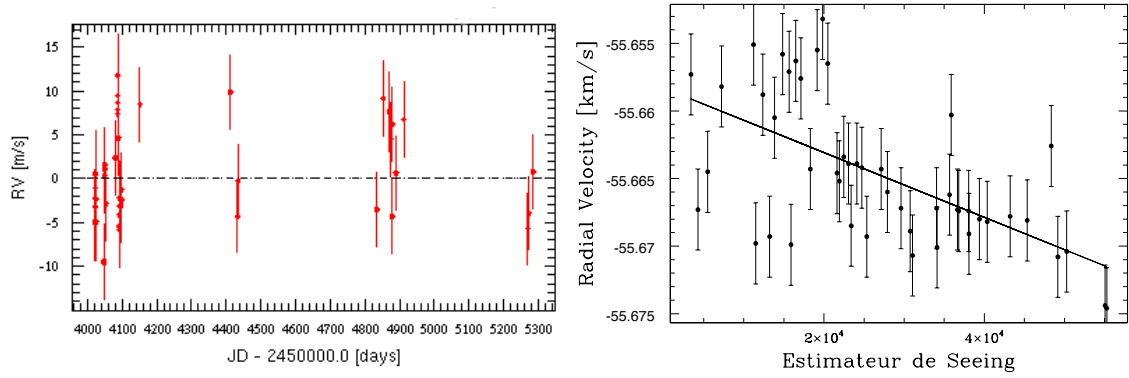


FIG. 3.6 – *A gauche* : Constante SOPHIE HD30708 mesurée avec SOPHIE depuis plus de 3 ans. La dispersion des mesures est de 5.3 ms^{-1} . *A droite* : VR en fonction de l'estimateur de seeing.

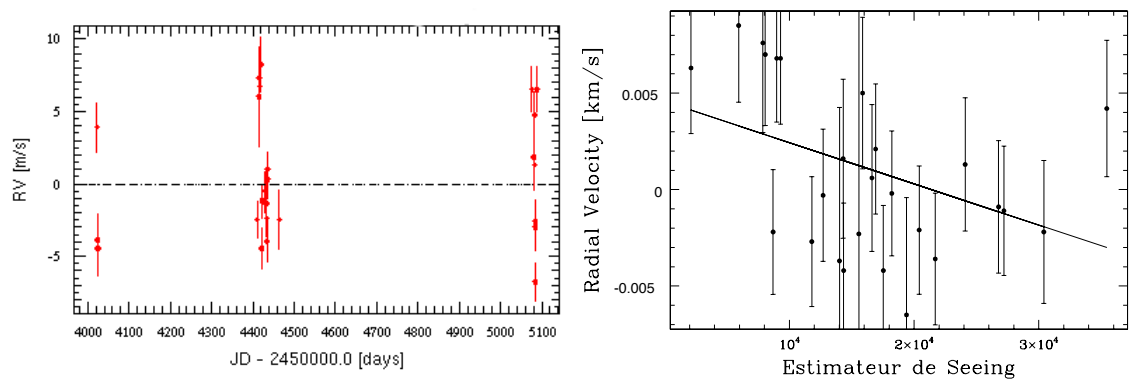


FIG. 3.7 – *A gauche* : Constante HARPS HD213575 mesurée avec SOPHIE depuis plus de 3 ans. La dispersion des mesures est de 3.9 ms^{-1} . *A droite* : VR en fonction de l'estimateur de seeing.

périodes. Si ce n'est pas le cas, chaque cible dont la dispersion des VR est supérieure à la moyenne des dispersions observées dans l'échantillon ($\approx 10 \text{ ms}^{-1}$) est un candidat potentiellement intéressant. Pour celles là, on vérifie que le bissecteur n'est pas corrélé avec les mesures de VR bien que la plupart de ces étoiles soient inactives. Puis, au vu des systématiques SOPHIE, on doit vérifier que la variation de VR ne présente pas de corrélation avec l'estimateur de seeing. Si l'on observe une corrélation avec cet estimateur, on analyse les VR corrigées de cette corrélation.

Candidat 1 SP1 Ce candidat est une étoile d'un sous-échantillon pour caractériser les étoiles sous-métalliques, ensuite inclus dans le programme à haute-précision. Les premières mesures de cette étoile montrent une variation sinusoïdale intéressante (Figure 3.8). En observant de nouveau cet objet, la mise à jour des systématiques SOPHIE induit que l'amplitude pic-à-pic de 20 ms^{-1} se révèle trop faible pour la précision actuelle de l'instrument. Ainsi, au cours des observations, on a perdu la variabilité à 10 jours observée au départ. Les VR sont corrélées avec l'estimateur de seeing et la correction de cette corrélation donne une dispersion de VR égale à environ 6 ms^{-1} , ce qui est de l'ordre de la précision actuelle de SOPHIE. On ne mesure plus cet objet pour l'instant. Avec une meilleure précision de SOPHIE dans le futur, ce sera un candidat intéressant à observer.

Candidat 2 SP1 Il vaut mieux se concentrer actuellement sur les variations à longue période et de plus grande amplitude. Cette étoile présente une variation de VR pic-à-pic de presque 80 ms^{-1} bien supérieure aux effets instrumentaux de SOPHIE. La figure 3.9 en haut à gauche montre les variations brutes de VR pour lesquelles aucune mesure n'est identifiée comme suspecte (S/B trop bas, pollution par la Lune ou par la lumière diffusée de la lampe de calibration). Avec un $\log R'_{\text{HK}} = -5.0$ et un $v \sin I = 2.3 \text{ kms}^{-1}$, ces variations ne peuvent être expliquées par de l'activité stellaire, ce qui est en accord avec un bissecteur "plat" en fonction des VR (Figure 3.9, en haut à gauche).

La dispersion des mesures de VR est en partie due à des effets instrumentaux. Illustré dans la figure 3.9 (en bas à gauche), les mesures de VR SOPHIE sont corrélées à l'estimateur de seeing. Les VR corrigées de cette corrélation ne sont pas incompatibles avec la signature d'un compagnon à longue période. Il faut encore obtenir plusieurs mesures successives espacées dans le temps de plusieurs dizaines de jours, la période ajustée étant de l'ordre de 600 jours. Ces mesures pourront alors être moyennées pour s'affranchir des effets instrumentaux et caractériser le compagnon. On note que les mesures ELODIE n'aident pas à contraindre le système mais leur dispersion est en accord avec celle des mesures SOPHIE.

Candidat 3 SP1 Dès les premières mesures SOPHIE, cette étoile montre une dérive de presque 100 ms^{-1} (Figure 3.10). On compare les mesures SOPHIE aux mesures ELODIE (en bleu sur la figure 3.10) grâce à la calibration décrite dans la section suivante. Les mesures ELODIE sont stables et de plus, les dernières mesures SOPHIE présentent un plateau. En traçant les VR SOPHIE en fonction de l'estimateur de seeing, on voit que 3 points aberrants peuvent être expliqués par cet effet instrumental. Mais cela ne remet pas en cause une partie de la pente observée avec SOPHIE. Cette étoile est donc à suivre régulièrement pour caractériser un compagnon à longue période et probablement très excentrique.

Conclusion et prochains objectifs

La précision nécessaire à la découverte et la caractérisation des objets de faibles masses (2 ms^{-1}) n'est actuellement pas atteinte par SOPHIE. Ce programme dans son objectif initial est donc stoppé depuis plus d'un an.

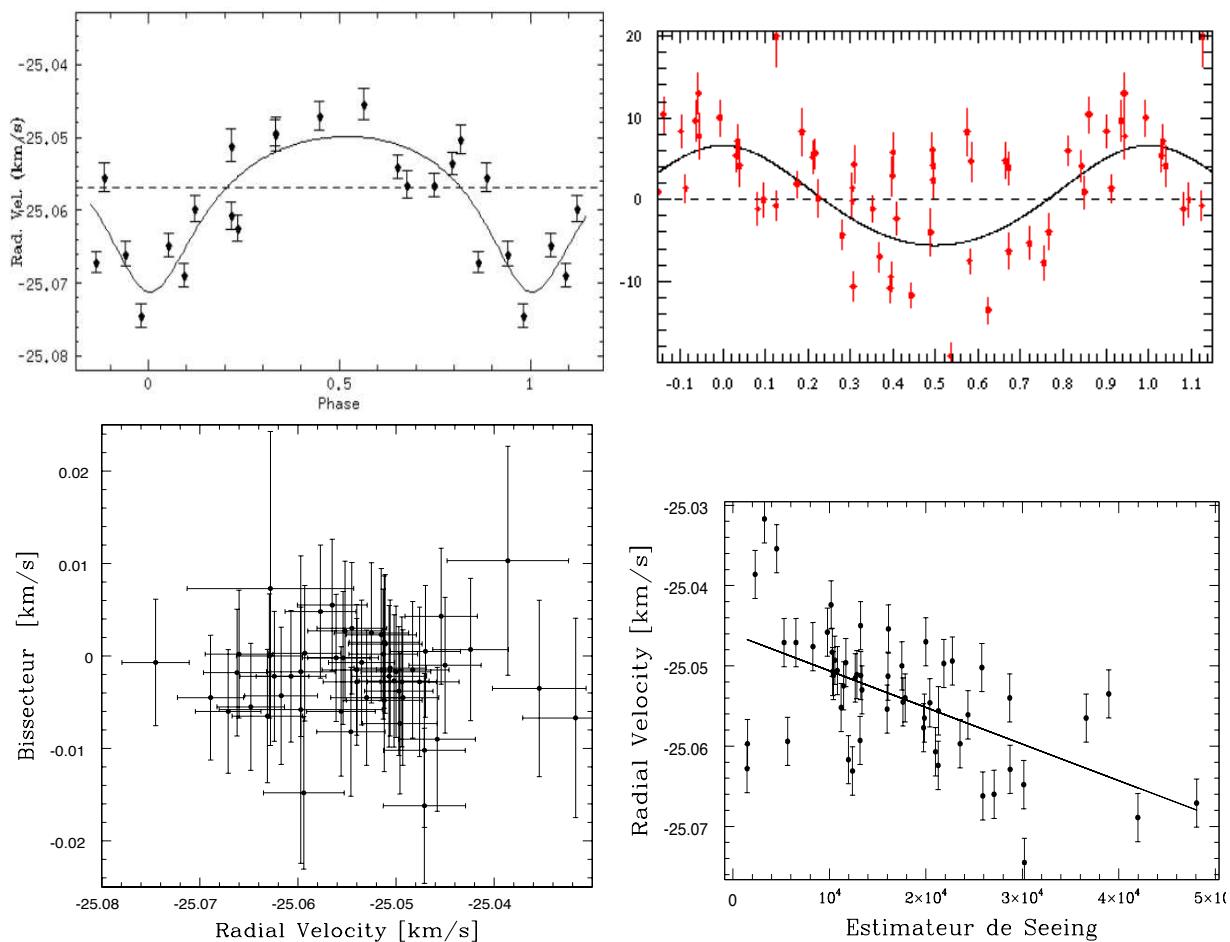


FIG. 3.8 – *En haut à gauche* : Mesures de VR du candidat 1 SP1 après deux campagnes d’observation. Une périodicité à 10 jours est remarquable. *En haut à droite* : L’ajustement d’une périodicité identique après un grand nombre d’observations. *En bas à gauche* : Bissecteur en fonction des VR. On ne distingue pas de corrélation. *En bas à droite* : Mesure de VR en fonction de l’estimateur de seeing. Une fois la corrélation soustraite, la dispersion des mesures de VR est de l’ordre de la précision actuelle de SOPHIE.

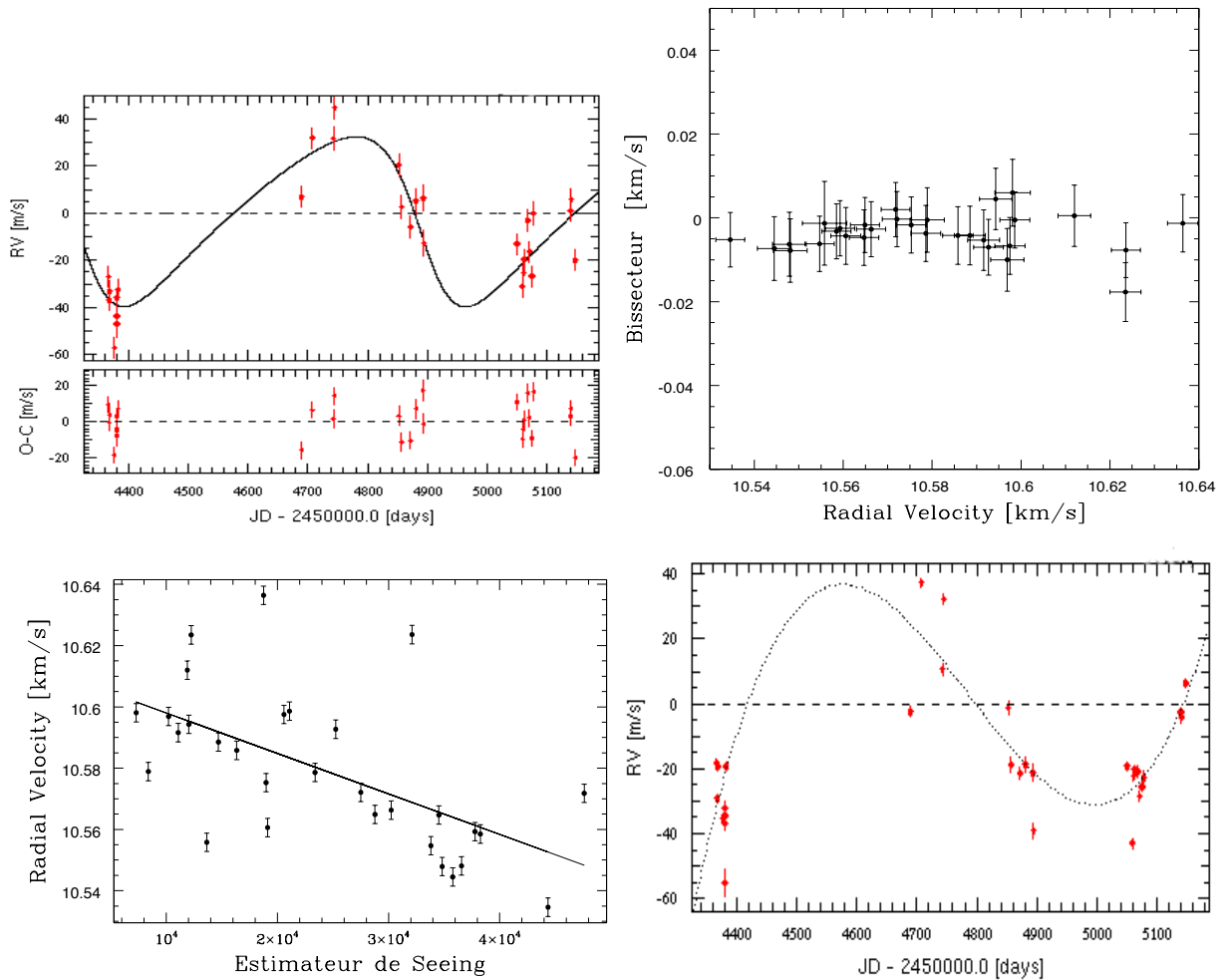


FIG. 3.9 – *En haut à gauche* : VR du candidat 2 SP1 mesuré avec SOPHIE en fonction du temps. La courbe noire montre le meilleur ajustement képlérien. *En haut à droite* : Bissecteur en fonction de la VR. On voit qu'il n'y a pas de dépendance. *En bas à gauche* : VR en fonction de l'estimateur de seeing. La droite montre le meilleur ajustement linéaire. *En bas à droite* : VR corrigées de la pente de la corrélation avec l'estimateur de seeing en fonction du temps.

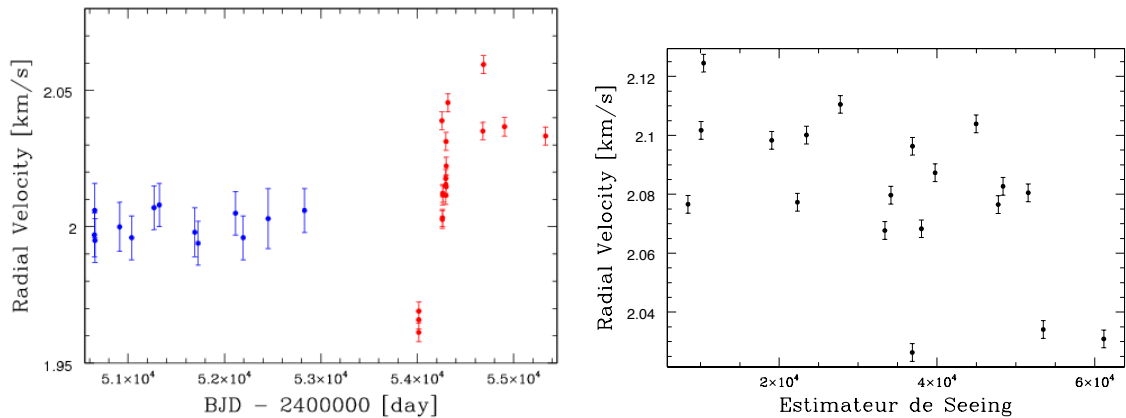


FIG. 3.10 – *A gauche* : VR du candidat 3 SP1 avec ELODIE (en bleu) et avec SOPHIE (en rouge) en fonction du temps. *A droite* : VR SOPHIE en fonction de l'estimateur de seeing. On voit que les trois mesures les plus basses ont pu être affectées par l'effet de seeing mais cela ne remet pas en cause la pente observée avec SOPHIE.

Une dizaine d'étoiles ont plus de 30 points de mesures mais l'analyse de ces VR ne donne pas de solution. On ne trouve pas de périodes significative dans l'étude du périodogramme. Une partie de ces cibles présentent une corrélation avec le seeing ou ont une dispersion en VR équivalente à celle induit par le seeing. La correction actuelle du seeing n'est pas assez robuste pour pouvoir chercher des signaux planétaires dans les résidus de la correction. Avant de continuer l'observation et l'analyse de ce programme, le premier objectif est d'abord de déterminer une correction de l'effet de seeing valable pour toute la base de données. Parmi les pistes qui sont encore à explorer, on note que l'on peut :

- mesurer la largeur des ordres. En effet, un effet de respiration devrait être détectable dans la largeur des ordres.
- comparer les CCF, calculer à partir de la moitié des ordres côté rouge et côté bleu.
- calibrer le seeing à partir des mesures faites sur des constantes. La nouvelle caméra de guidage et son logiciel donnent la valeur du seeing à partir de l'observation de la tache étoile. On peut comparer l'estimateur actuel de seeing et la mesure faite à partir de la caméra et chercher un paramètre qui soit sensible à l'absorption.

On a vu que l'on peut cependant contraindre des objets plus massif ou à longue période. Ces derniers pourraient être intégrés au programme de suivi des longues périodes (SP5). On note toutefois que l'échantillon du SP1 ayant été fait à partir des étoiles sélectionnées comme stables avec ELODIE, on ne s'attend pas à trouver beaucoup d'objets présentant des variations de VR importantes.

Ce programme, en poussant SOPHIE à sa meilleure précision, a conduit à identifier les principales limitations de SOPHIE et à la modernisation instrumentale de la bonnette (cf. chapitre 1).

Pour pouvoir redémarrer ce programme, il faut absolument s'affranchir de cet effet de pupille dans le spectrographe et donc améliorer le brouillage des fibres. Ce sujet a été abordé dans le premier chapitre. Actuellement, les tests des fibres, et plus particulièrement de l'effet de la soudure entre fibre à section circulaire et fibre à section orthogonale, sont à l'étude. L'intégration sur l'instrument n'est pas prévue avant février 2011.

Quand on se sera affranchit de l'effet de mauvais brouillage des fibres au cours du premier semestre 2011, on aura probablement établi une correction de l'effet de seeing par

logiciel ce qui nous permettra d'avoir une sélection de candidats intéressants à mesurer.

L'échantillon ELODIE était principalement composé d'étoiles de type G et surtout des G0. Il faudra améliorer la diversité du catalogue en sélectionnant des étoiles stables repérées dans le SP2 (recherche et caractérisation d'exo-Jupiters).

En améliorant la stabilité intrinsèque de l'instrument (par exemple, en température avec l'installation d'un cryotiger), on pourra ne plus faire de mesures avec une calibration simultanée. Car d'une part le flux de la lampe pollue le spectre scientifique avec de la lumière diffusée et d'autre part cela empêche d'utiliser la deuxième fibre pour surveiller la pollution par le fond du ciel.

3.3 Suivi des longues périodes ELODIE (SP5)

Stratégie d'observation et caractéristiques de l'échantillon

Ce programme se consacre au suivi des étoiles du programme ELODIE pour rechercher des exoplanètes de très longue période orbitale. Le programme ELODIE a été suivi pendant 12 ans. Avec plus de trois ans de mesures SOPHIE, on peut maintenant contraindre des objets dont la période est de l'ordre de la quinzaine d'années. Ce programme a comme premier objectif de détecter des planètes géantes sur des orbites similaires à celles du système solaire. A ce jour, seuls quelques objets détectés sont semblables à Jupiter ou Saturne (Wright et al. 2008 ; Fischer et al. 2009 ; Santos et al. 2010b). Ils permettent de mettre l'histoire de notre système planétaire en perspective. Actuellement, seule l'imagerie commence à contraindre des objets dans cette gamme de période.

Les consignes d'observation de ce programme sont quasiment similaires à celle du programme précédent. La précision d'ELODIE de l'ordre de 10 ms^{-1} fait que la plupart des dérives détectées donne lieu à des compagnons massifs. La principale différence sur la stratégie d'observation par rapport au programme SP1 est que pour chercher des objets massifs à longues périodes, il est suffisant de faire une mesure environ tout les deux mois. Mon travail dans ce programme est de suivre les variabilités pour choisir le meilleur moment pour les observer : changement d'inclinaison dans la pente de la dérive, contrainte de l'excentricité, couvrir les maxima et les minima de VR.

Une quarantaine d'étoiles sont suivies dans ce programme dont 17 sont aussi mesurées dans le cadre du SP1 pour y chercher des compagnons à courtes périodes. Toutes les étoiles de ce programme ont été observées avec un minimum de trois mesures par étoile à ce jour. On trouve plusieurs classes d'étoiles suivies dans ce catalogue :

- celles qui présentent une dérive qui se poursuit avec SOPHIE. Dans ce cas, soit la dérive présente une amplitude de variation suffisamment importante pour que le compagnon soit stellaire, naine brune ou planétaire ;
- celles qui commençaient à présenter une variation périodique mais dont la périodicité n'était pas totalement couverte ;
- des objets déjà annoncés qui permet de chercher d'autres compagnons dans le système ;
- dernièrement, deux systèmes multiplanétaires suivis en collaboration avec A. Correia ont été ajoutés au catalogue. Ces étoiles sont suivies pour contraindre la dynamique de façon à tester des scénarios avec interactions gravitationnelles et permettent de contraindre l'inclinaison du système et d'obtenir les masses réelles des planètes (e.g. Correia et al. 2010).

Dans la suite, je contraindrai la différence de VR entre les mesures ELODIE et SOPHIE puisque ce programme s'appuie sur les deux ensembles de données. Je terminerai par l'étude des objets détectés dans ce programme.

TAB. 3.1 – Étoiles à planète publiées avec des mesures de VR ELODIE et SOPHIE utilisées pour la calibration du $\Delta(RV)_{E-S}$

| Etoile | B-V | Masque | $\Delta(RV)_{E-S} [m s^{-1}]$ |
|-----------|-------|--------|-------------------------------|
| HD 43691 | 0.596 | G2 | -23 ± 4^a |
| HD 132406 | 0.65 | G2 | -93 ± 17^a |
| HD 45652 | 0.85 | K5 | 118 ± 8^b |
| HD 189733 | 0.93 | K5 | $-84 \pm 5^{c,d}$ |

^a Da Silva et al. (2007)

^b Santos et al. (2008) [2]

^c Bouchy et al. (2005c)

^d Boisse et al. (2009) [4]

Détermination du décalage de VR entre ELODIE et SOPHIE

La précision donnée par la spectroscopie Doppler avec des masques de corrélation est une valeur en relatif. La précision sur la VR exacte de l'étoile n'est que de l'ordre de quelques centaines de ms^{-1} . Cette incertitude est donc présente sur les mesures ELODIE comme sur les mesures SOPHIE. Pour pouvoir "raccrocher" les jeux de données de chaque instrument, j'ai calibré le décalage en VR entre les deux spectrographes. On s'attend à ce que ce décalage dépende du $B - V$ stellaire auquel s'ajoute au second ordre un effet de métallicité que l'on négligera dans cette étude. Il existe aussi des données ELODIE pour toutes les étoiles du SP1 qui sont d'autant plus intéressantes pour la calibration qu'elles sont peu variables. On enlève de l'échantillon de calibration les étoiles qui présentent une forte dérive ou une périodicité longue. On peut ajouter à cet échantillon les étoiles dont les compagnons ont été publiés conjointement par ELODIE et SOPHIE. Ces valeurs sont groupées dans le tableau 3.1. Pour ces étoiles, le décalage entre les deux ensembles de données a été laissé en paramètre libre lors de l'ajustement de la solution képlérienne.

La figure 3.11 montre le décalage de VR entre ELODIE et SOPHIE, $\Delta(RV)_{E-S}$, en fonction du $B - V$. On mesure ce décalage $\Delta(RV)_{E-S}$ en calculant la différence entre la VR moyenne mesurée par ELODIE et celle mesurée par SOPHIE. L'erreur sur cette mesure pour chaque étoile est la somme quadratique de la dispersion des VR pour chaque instrument. En observant la figure 3.11, on constate que les étoiles corrélées avec le masque G2 (en noir) ont un comportement différent de celles corrélées avec le masque K5 (en bleu). On ajuste donc séparément le décalage de VR pour les deux masques. Pour le masque K5, je compare un ajustement linéaire avec une constante sur la figure 3.11. La valeur de la pente n'étant pas significative, je choisis de calibrer le décalage de VR par une constante :

$$\Delta(RV)_{E-S}(K5) = -166 ms^{-1} \quad (3.1)$$

La dispersion autour de cet ajustement que l'on choisira comme erreur est de $20 ms^{-1}$.

Pour la masque G2, on observe sur la figure 3.11 que les étoiles avec un $B - V$ supérieur à 0.75 semblent avoir un comportement différent des autres. On compare les ajustements linéaires obtenus :

$$\Delta(RV)_{E-S}(G2) = -327.5 (B - V) + 141.5 ms^{-1} \quad (3.2)$$

en prenant en compte toutes les étoiles corrélées avec le masque G2, et :

$$\Delta(RV)_{E-S}(G2) = -425.6 (B - V) + 202.4 ms^{-1} \quad (3.3)$$

en ne prenant en compte que celles avec un $B - V \leq 0.75$. La dispersion autour de ces ajustements est respectivement de 22 ms^{-1} et 23 ms^{-1} . Au final, la différence entre les deux ajustements pour un $B - V$ est inférieure à l'erreur sur cet ajustement. De plus conserver le deuxième ajustement nécessiterait de calibrer un troisième cas. Il semble plus judicieux de garder deux calibrations, une pour chaque masque, et si l'on a à faire à une étoile corrélée avec le masque G2 et avec un $B - V \geq 0.75$ de se reporter à la figure 3.11.

Au fait de la dispersion, on constate qu'il n'est pas nécessaire de joindre les étoiles du SP2 observées conjointement par SOPHIE et ELODIE. L'analyse des candidats réalisée ensuite montre que la précision obtenue par la calibration est satisfaisante.

Candidats "Vrai Jupiter"

Candidat 1 SP5 Wright et al. (2007) annoncent que les huit mesures Keck prises entre 2002 et 2006 ont une dispersion de 12.1 m s^{-1} . Ils mettent alors en doute l'existence de l'objet d'une masse minimale de Jupiter en orbite excentrique à 0.8 AU annoncé en conférence. Cette étoile de type G0 active avec un $\log R'_{\text{HK}} = -4.5$ est observée dans le cadre des programmes SP1 et SP5. Les VR combinées d'ELODIE et de SOPHIE montrent un possible compagnon à longue période (Figure 3.12).

Tout d'abord, on enlève de l'étude deux poses affectées par le spectre de la Lune où le BERV est à moins de $2 \times FWHM$ de la VR de l'étoile, et où le spectre de la Lune est détecté dans la deuxième fibre des poses précédentes ou suivantes. On enlève aussi une pose à très bas S/B (= 33 à 550 nm, au lieu de 150 demandé).

L'observation seule des VR SOPHIE montre une variabilité importante à courte période qui est corrélée avec l'estimateur de seeing. On corrige de cette corrélation les VR SOPHIE et on fixe à partir de la calibration le décalage entre les mesures ELODIE et SOPHIE à 45 m s^{-1} . Le meilleur ajustement képlérien donne une période de 3729 ± 307 jours avec une semi-amplitude de $35 \pm 7 \text{ m s}^{-1}$. On fixe l'excentricité à zéro car une valeur non-nulle n'est pas détectée significativement. Avec une masse stellaire de $M_* = 1.07 M_{\odot}$ (Fischer et al. 2005), le compagnon a une masse minimale $M_p \sin i = 2.8 M_{\text{Jup}}$.

Il reste une variabilité importante des mesures SOPHIE qui doit venir de l'activité stellaire au vu de la valeur du $\log R'_{\text{HK}}$. Les mesures de VR après soustraction de l'ajustement képlérien, les $(O - C)$, en fonction du bissecteur montrent une corrélation avec un coefficient de Spearman égal à 0.62 et un coefficient de corrélation de -0.64 . L'estimation de la période de rotation à partir du $v \sin I$ donne une dizaine de jours. Une valeur identique est trouvée dans le périodogramme des $(O - C)$. La dispersion en VR attendue pour ce niveau d'activité est cohérent avec celle observée pour les $(O - C)$. On en conclut que la variabilité à courte période des $(O - C)$ est bien due à l'activité stellaire.

On pourrait se demander si la variation longue période est corrélée avec le cycle d'activité stellaire de l'étoile. Mais cette étoile n'a pas de cycle stellaire déterminé. Duncan et al. (1991) publient une mesure du S_{MW} en accord avec notre valeur du $\log R'_{\text{HK}}$. Les spectres ELODIE ont une très faible efficacité dans le bleu et ne permettent pas de déterminer cet indice. On pourrait chercher une probable évolution dans la raie $H\alpha$, autre indice de l'activité. Cependant, une telle amplitude de VR n'est pas attendue pour un cycle d'activité sur une étoile de type solaire. Les variations de VR mesurées pour cette étoile sont bien expliquées par la présence d'un compagnon planétaire à longue période et par un effet d'activité stellaire.

Candidat 2 SP5 Cette étoile naine de type G0 présente une variation longue période. La figure 3.13 montre les mesures ELODIE et SOPHIE avec le meilleur ajustement képlérien. Avec un $B - V = 0.67$, la calibration donne un $\Delta(\text{RV})_{\text{E-S}}$ égal à 78 m s^{-1} . On fixe cette

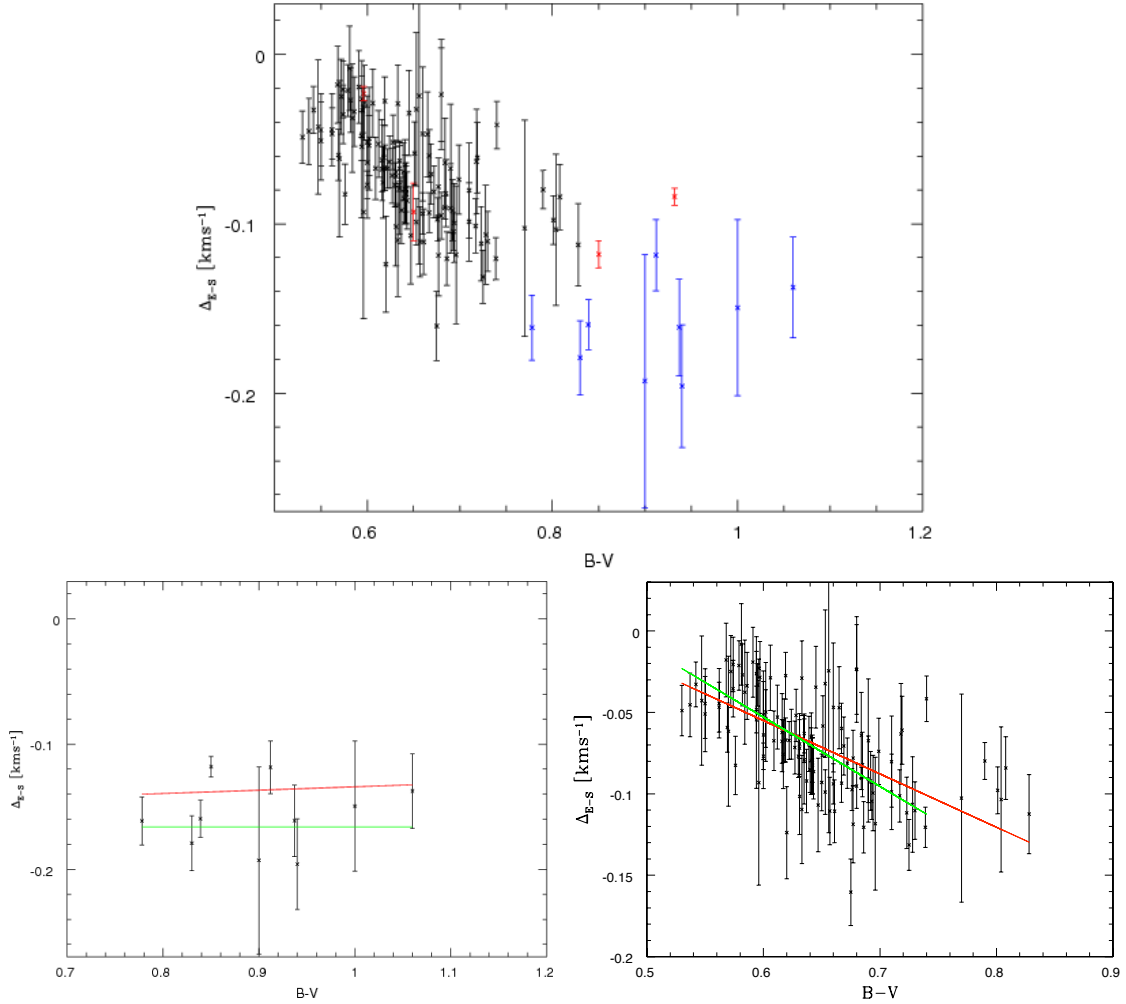


FIG. 3.11 – *En haut* : Différence entre la VR ELODIE et la VR SOPHIE $\Delta(RV)_{E-S}$ en fonction du $B - V$ pour chaque étoile du SP1 et du SP5. En noir, les étoiles corrélées avec le masque G2. En bleu, celles corrélées avec le masque K5. En rouge, les valeurs obtenues pour les étoiles avec des planètes publiées. *En bas à gauche* : La même chose pour les étoiles corrélées avec le masque K5. La droite verte correspond à la valeur moyenne, celle en rouge, au meilleur ajustement par une droite. La pente ajustée n'est pas significative. *En bas à droite* : La même chose pour les étoiles corrélées avec le masque G2. Respectivement les droites vertes et rouges est le meilleur ajustement linéaire pour les étoiles avec un $B - V \leq 0.75$ et pour toutes les étoiles. Pour les trois graphes, les barres d'erreur correspondent à la somme quadratique des dispersions des mesures ELODIE et SOPHIE.

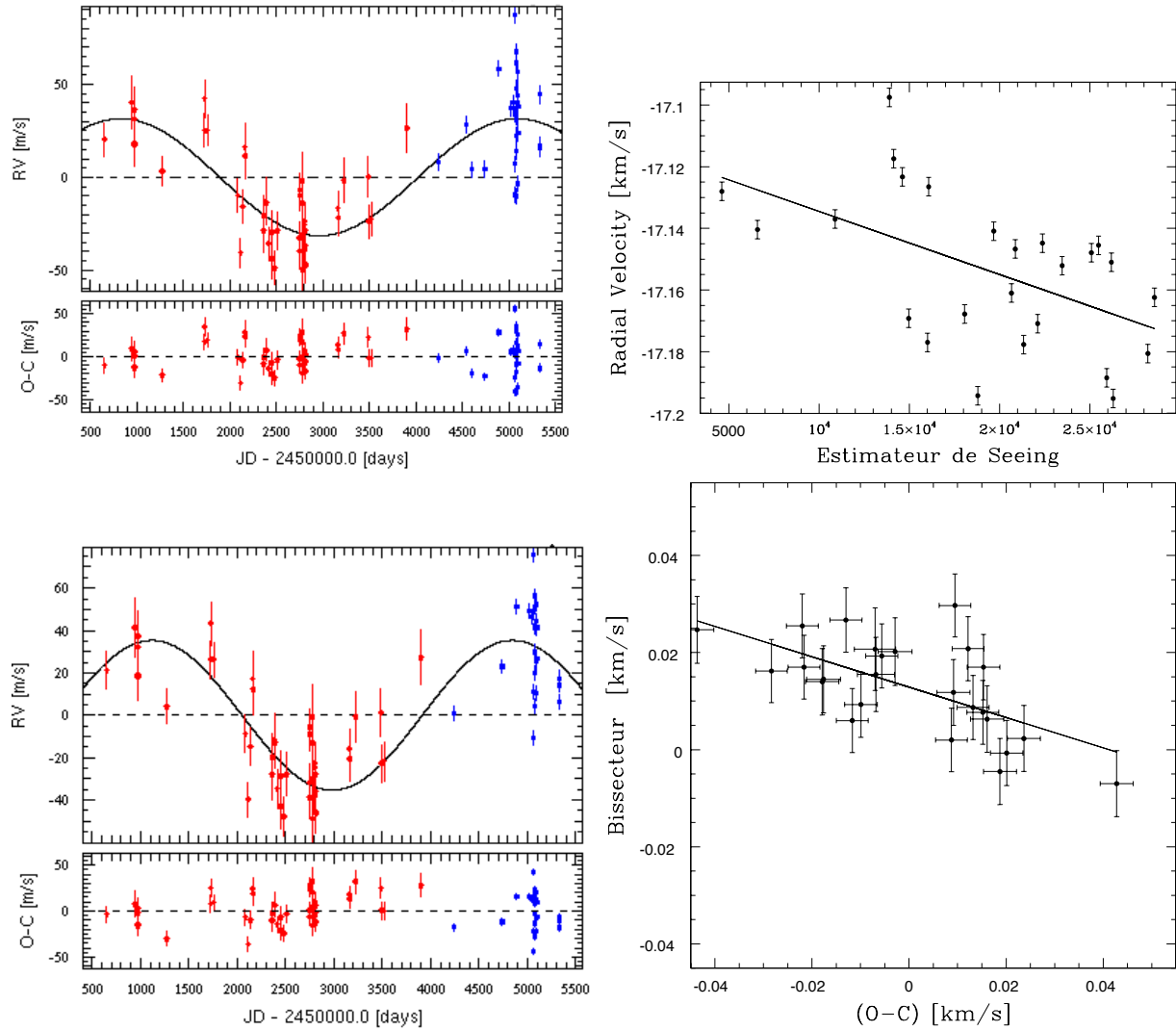


FIG. 3.12 – *En haut à gauche* : VR du candidat 1 SP5 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. En dessous, les résidus de cet ajustement. *En haut à droite* : Mesures SOPHIE en fonction de l'estimateur de seeing. On observe une corrélation. La droite montre le meilleur ajustement linéaire. *En bas à gauche* : Même figure qu'en haut à gauche avec les mesures SOPHIE corrigées de la corrélation avec l'estimateur de seeing. *En bas à droite* : Résidus de l'ajustement képlérien de la figure d'en bas à droite en fonction du bissecteur pour les mesures SOPHIE. On observe une corrélation en accord avec une dispersion de VR due à l'activité de l'étoile.

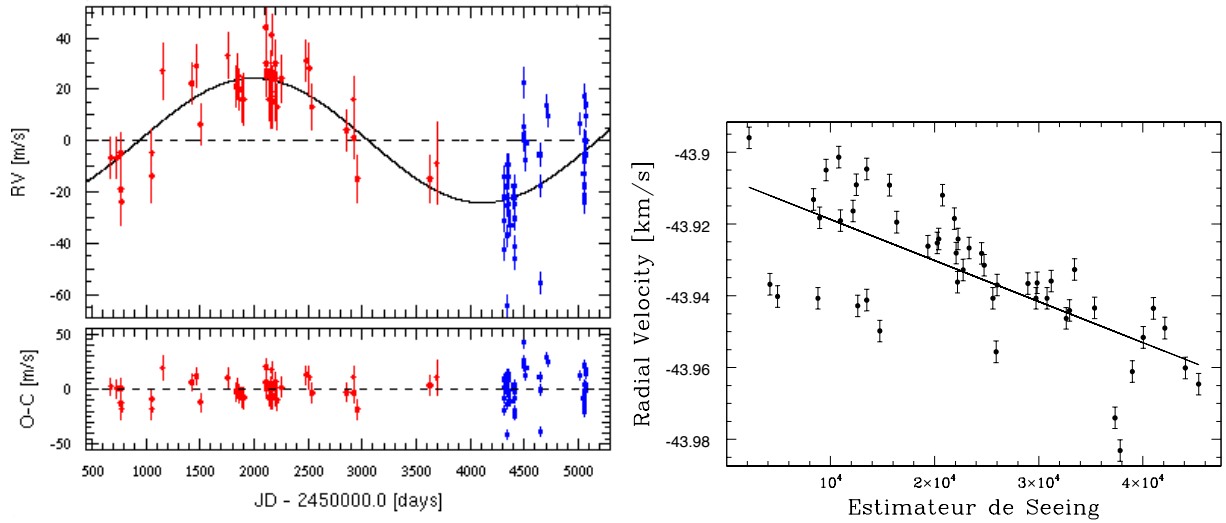


FIG. 3.13 – *En haut à gauche* : VR du candidat 2 SP5 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. En dessous, les résidus de cet ajustement. *En haut à droite* : Mesures SOPHIE en fonction de l'estimateur de seeing. On observe une corrélation. La droite montre le meilleur ajustement linéaire.

valeur avant l'ajustement qui donne une période de 4235 ± 234 jours et une semi-amplitude de $25.4 \pm 2.7 \text{ m s}^{-1}$. On fixe l'excentricité à zéro car celle ajustée n'est pas significative. Avec une masse stellaire de $M_* = 1.03 M_\odot$ (Lambert & Reddy 2004), le compagnon a une masse minimale de $M_P = 2.1 M_{\text{Jup}}$.

La dispersion des VR autour de l'ajustement ne peut être expliquée par l'activité stellaire car cette étoile est calme avec un $\log R'_{\text{HK}} = -5.05$. Les VR mesurées par SOPHIE en fonction de l'estimateur de seeing sur la figure 3.13 de droite montrent une corrélation qui peut expliquer une partie de la dispersion. Néanmoins, on remarque qu'une dizaine de points sont bien en dessous de l'ajustement linéaire de cette corrélation. Soit ces mesures sont le signe d'une variabilité à courte période due à un autre objet dans le système, soit ils sont causés par un autre effet instrumental. Je n'ai pas encore pu expliquer la raison de ce décalage et cette étoile nécessite donc une analyse supplémentaire.

Planètes déjà publiées ou annoncées

HD 154345 Wright et al. (2008) publient la détection d'une planète de masse minimale $M_p \sin i = 0.94 \pm 0.09 M_{\text{Jup}}$ avec une période orbitale égale à 9.15 ± 0.26 ans et une excentricité non significative de $e = 0.044 \pm 0.046$. L'étoile hôte est de type spectral G8V, brillante ($M_V = 6.7$) avec une masse estimée $M_* = 0.88 \pm 0.09 M_\odot$. Elle présente un cycle d'activité de période et de phase identique à celui de la planète. Mais les auteurs montrent qu'une étoile présentant un cycle d'activité similaire n'a pas de variation de VR comme cette étoile-ci et en concluent que HD 154345 a un compagnon de masse minimale planétaire. De plus, l'amplitude de VR observée $K = 14.03 \pm 0.75 \text{ m s}^{-1}$ n'est pas celle attendue pour un cycle d'activité (cf. chapitre précédent).

Cette étoile a aussi été observée par ELODIE, puis par SOPHIE (Figure 3.14). Les mesures affectées par des systématiques instrumentales n'ont pas été prises en compte (installation de la nouvelle caméra de guidage et de son logiciel, effet de seeing). En fixant le décalage entre les mesures ELODIE et SOPHIE à 98 m s^{-1} grâce à la calibration, le meilleur

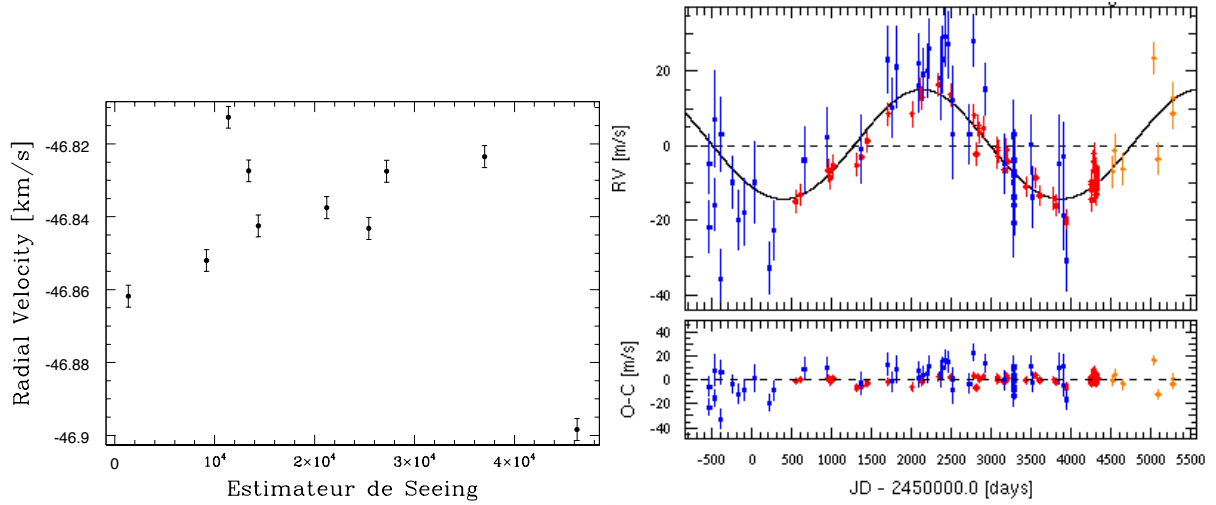


FIG. 3.14 – *A gauche* : Mesures de VR SOPHIE de HD 154345 en fonction de l’estimateur de seeing. On voit qu’une mesure est affectée par l’effet de seeing. Cette mesure n’est pas prise en compte dans la figure de gauche. *A droite* : VR de HD 154345 au cours du temps mesurées avec ELODIE (en bleu) et avec SOPHIE (en orange) combinées avec les mesures publiées par Wright et al. (2008) (en rouge). En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. *A droite en bas* : Résidus de l’ajustement képlérien.

TAB. 3.2 – Paramètres pour HD 154345b avec les données ELODIE et SOPHIE (E + S), publiées par Wright et al. (2008) et pour l’ensemble des données combinées (W + E + S).

| Paramètres | E + S | Wright et al. (2008) | W + E + S |
|------------------------|-----------------|----------------------|-----------------|
| P [j] | 3712 ± 99 | 3342 ± 95 | 3370 ± 55 |
| e | 0.21 ± 0.09 | 0.044 ± 0.046 | 0.10 ± 0.04 |
| K [ms^{-1}] | 23.2 ± 2.3 | 14.03 ± 0.75 | 15.0 ± 0.8 |

ajustement képlérien donne un compagnon de 10.2 ± 0.3 ans de période avec une amplitude $K = 23.2 \pm 2.3 \text{ ms}^{-1}$ et une excentricité 0.21 ± 0.09 . Les valeurs sont regroupées dans la Table 3.2. On voit que nos mesures donnent une orbite plus excentrique avec un objet plus lourd que celui publié. Mais nos barres d’erreur sont aussi plus importantes.

On combine nos données à celles publiées par Wright et al. (2008). On obtient alors une orbite équivalente en période et en amplitude à celle publiée avec une meilleure précision. La masse minimale du candidat détecté est alors de $1.0 M_{\text{Jup}}$. On voit que contrairement à Wright et al. (2008), on détecte à 2σ une excentricité et quelques mesures supplémentaires sont nécessaires pour la contraindre.

HD 24040 Wright et al. (2007) discutent de la variabilité observée sur cette étoile de type G0. A cette époque, les auteurs ne peuvent pas encore contraindre les paramètres du compagnon et donnent une période comprise entre 10 et 100 ans avec une estimation de la masse minimale $M_{\text{psin } i} = 5\text{-}20 M_{\text{Jup}}$. Actuellement sur la page web de *California & Carnegie Catalog of Nearby Exoplanets*, les paramètres donnés sont ceux d’un objet de masse minimale égale à $9.13 M_{\text{Jup}}$ avec une période de 8000 ± 3400 jours et une excentricité de 0.277 ± 0.023 . Cette précision sur l’excentricité paraît peu probable au vu de l’incertitude sur les autres paramètres.

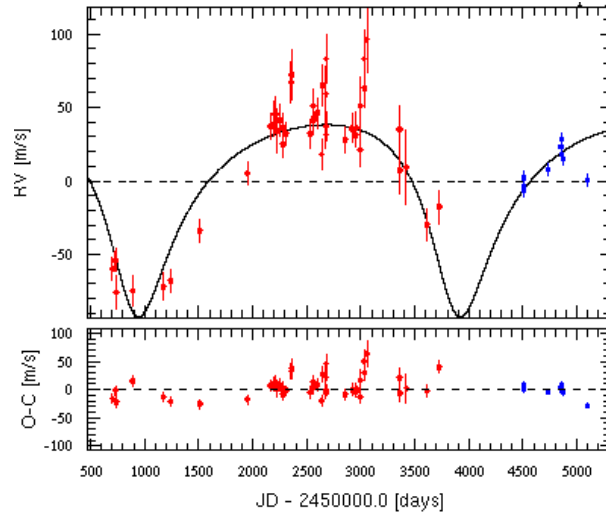


FIG. 3.15 – *En haut* : VR de HD 24040 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. *En bas* : Résidus de l’ajustement képlérien.

TAB. 3.3 – Paramètres pour HD 89307b avec les données ELODIE et SOPHIE (E + S), publiées par Fischer et al. (2009) et pour l’ensemble des données combinées (F + E + S).

| Paramètres | E + S | Fischer et al. (2009) | F + E + S |
|------------------------|-----------------|-----------------------|-----------------|
| P [j] | 2261 ± 60 | 2157 ± 63 | 2207 ± 40 |
| e | 0.34 ± 0.10 | 0.24 ± 0.07 | 0.24 ± 0.05 |
| K [ms^{-1}] | 36.8 ± 7.8 | 28.9 ± 2.2 | 29.5 ± 4.0 |

Avec un $B - V = 0.64$, on calibre un décalage entre les mesures ELODIE et SOPHIE de 68 ms^{-1} . Le meilleur ajustement képlérien diminue la dispersion de 31 ms^{-1} à 14 ms^{-1} . Le compagnon détecté a une période de 3034 ± 53 jours bien inférieure à celle annoncée sur le site internet, une excentricité de 0.4 ± 0.08 et une masse minimale de $M_p \sin i = 4.4 M_{\text{Jup}}$. Bien que les paramètres soient mieux contraints que ceux disponibles, on voit sur la figure 3.15 que cet ajustement n’est pas complètement satisfaisant. Cela nécessite de faire des mesures supplémentaires cet été avant d’être publié.

HD 89307 Observé au Lick depuis 1998 et publié par Fischer et al. (2009), le compagnon de cette naine G0 brillante ($M_V = 4.6$) a une période de 2157 ± 63 jours et une excentricité de 0.24 ± 0.07 . L’amplitude des variations de VR est $K = 28.9 \pm 2.2 \text{ ms}^{-1}$. Avec une masse stellaire estimée à $M_* = 1.028 \pm 0.04 M_\odot$, cela conduit à une masse minimale de la planète de $M_p \sin i = 1.78 M_{\text{Jup}}$. Leur résidus de VR après ajustement sont de 10 ms^{-1} .

Avec un $B - V = 0.64$, on calibre un décalage entre les mesures ELODIE et SOPHIE de 68 ms^{-1} . Le meilleur ajustement képlérien illustré sur la figure 3.16 fait passer la dispersion de 42 ms^{-1} à 14 ms^{-1} . Les paramètres (Table 3.3) et la phase sont en accord avec ceux publiés mais on a une moins bonne précision. En combinant nos données avec celles publiées par Fischer et al. (2009), on obtient une orbite avec une période un peu plus longue que celle publiée et on confirme la détection de l’excentricité.

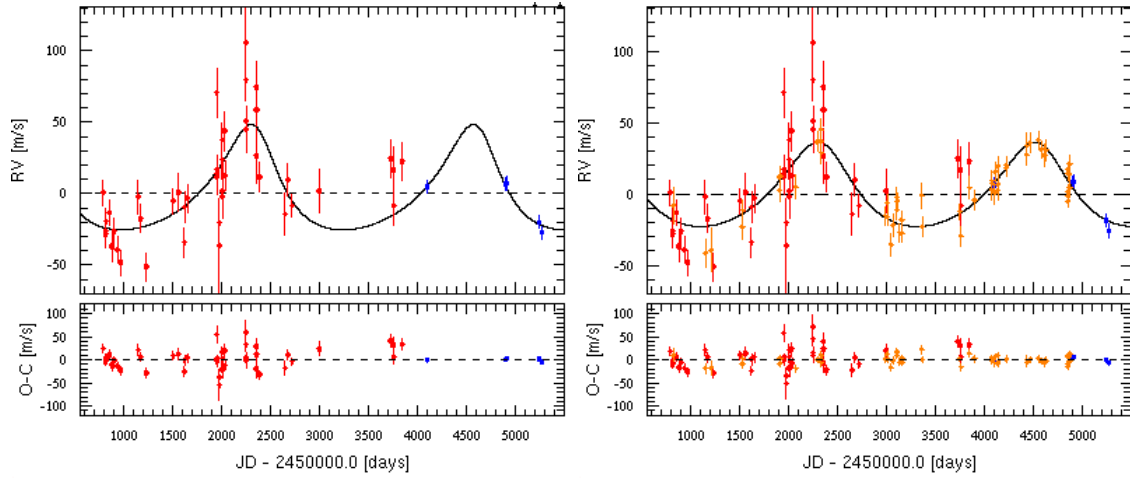


FIG. 3.16 – *A gauche* : VR de HD89307 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. En dessous, les résidus de l’ajustement képlérien. *A droite* : Ajustement combiné des données publiées par Fischer et al. (2009) (en orange) avec celles d’ELODIE (rouge) et SOPHIE (bleu).

TAB. 3.4 – Paramètres des candidats massifs du SP5

| Paramètres | Candidat M1-SP5 | Candidat M2-SP5 | Candidat M3-SP5 | Candidat M4SP5 |
|--------------------------|-----------------|-----------------|------------------|------------------|
| Typ. Spec. | G5 | F5 | F8 | G4 |
| $B - V$ | 0.65 | 0.57 | 0.58 | 0.58 |
| P [j] | 3400 ± 140 | 4740 ± 26 | 11750 ± 2050 | 14300 ± 2650 |
| e | 0.60 ± 0.01 | 0.47 ± 0.01 | 0.6 ± 0.1 | 0.89 ± 0.01 |
| K [ms^{-1}] | 1403 ± 42 | 615 ± 15 | 850 ± 90 | 633 ± 9 |

Candidats massifs

Les étoiles discutées par la suite montrent des variations de VR avec une amplitude qui implique des compagnons de type naines brunes ou même stellaires. Les limites actuelles fixées par l’UAI (Union Astronomique Internationale) donnent un domaine de masse tel que $M_{\text{Planete}} \leq 13 M_{\text{Jup}} \leq M_{\text{Naine Brune}} \leq 74 M_{\text{Jup}} \leq M_{\text{Etoile}}$. Par l’amplitude des VR observées, on ne s’inquiète pas du niveau d’activité de ces étoiles ni de l’effet de seeing qui ne peuvent expliquer de telles variations avec des périodes de plusieurs milliers de jours. Les paramètres de ces objets sont regroupés dans la table 3.4.

Candidat M1-SP5 Cette étoile est située dans l’amas des Hyades. Les mesures de VR ELODIE et SOPHIE et l’ajustement képlérien sont montrés en Figure 3.17. La calibration du décalage entre les mesures ELODIE et SOPHIE donne $71 \pm 25 \text{ ms}^{-1}$ et l’ajustement képlérien des données, $60 \pm 72 \text{ ms}^{-1}$, ce qui indique que l’on a un bon ajustement. Avec une période de 3400 ± 140 jours, une excentricité de 0.60 ± 0.01 , une semi-amplitude de $1403 \pm 42 \text{ ms}^{-1}$ et une masse stellaire de $M_* = 1.07 M_{\odot}$ (Allende Prieto & Lambert 1999), le compagnon détecté a une masse minimale de $M_p \sin i = 87 M_{\text{Jup}}$, ce qui en fait une étoile légère.

Candidat M2-SP5 Pour cette étoile, la calibration du décalage entre les mesures ELODIE et SOPHIE et l’ajustement képlérien sont en accord avec respectivement $45 \pm 25 \text{ ms}^{-1}$ et

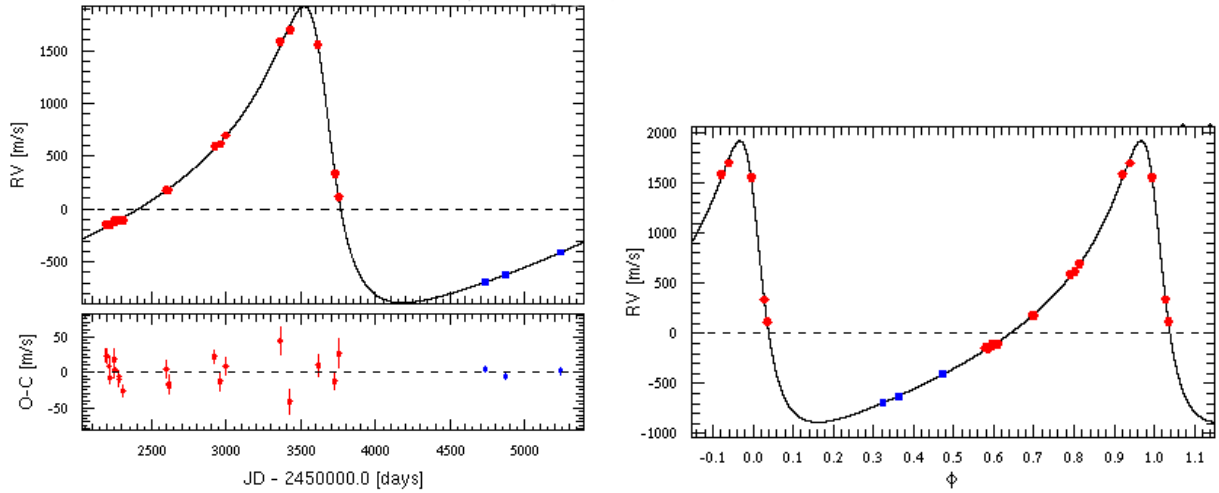


FIG. 3.17 – *A gauche en haut* : VR du candidat M1-SP5 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. *A gauche en bas* : Résidus de l'ajustement képlérien. *A droite* : Meilleure solution orbitale mise en phase.

$42 \pm 3 \text{ ms}^{-1}$. En fixant le décalage à celui de la calibration, le meilleur ajustement képlérien en Figure 3.18 a une période de 4740 ± 26 jours, une excentricité de 0.47 ± 0.01 avec une semi-amplitude de $615 \pm 15 \text{ ms}^{-1}$. Allende Prieto & Lambert (1999) estiment une masse stellaire de $M_* = 1.3 M_\odot$, ce qui donne une masse minimale $M_p \sin i = 53 M_{\text{Jup}}$ au compagnon qui s'avère être une naine brune. Un prochain point fin juillet 2010 devrait permettre de boucler l'orbite complètement et de pouvoir publier cet objet à l'automne prochain.

Candidat M3-SP5 La calibration du décalage entre les mesures ELODIE et SOPHIE donne $48 \pm 25 \text{ ms}^{-1}$ et le meilleur ajustement képlérien est en accord avec $93 \pm 129 \text{ ms}^{-1}$. La Figure 3.19 montre l'ajustement qui donne une période de 11750 ± 2050 jours, une excentricité de 0.6 ± 0.1 avec une semi-amplitude de $854 \pm 91 \text{ ms}^{-1}$. Allende Prieto & Lambert (1999) estiment la masse de l'étoile à $M_* = 0.99 M_\odot$, ce qui induit un compagnon de masse minimale $M_p = 78 M_{\text{Jup}}$ à la limite stellaire. On fera quand même les mesures supplémentaires (une ou deux) pour caractériser cet objet à très longue période.

Candidat M4-SP5 Pour cette étoile de type G4V, l'orbite n'est pas encore très bien déterminée (Figure 3.20) bien que le décalage $\Delta(RV)_{E-S}$ soit à peu près en accord entre $48 \pm 25 \text{ ms}^{-1}$ avec la calibration et $68 \pm 75 \text{ ms}^{-1}$ en paramètre libre. Les prochaines mesures auront lieu cet été 2010 ce qui permettra de mieux contraindre la descente en VR. Le meilleur ajustement képlérien donne pour l'instant une période de 14300 ± 2650 jours, une excentricité de 0.89 ± 0.01 avec une semi-amplitude de $633 \pm 9 \text{ ms}^{-1}$. La masse de l'étoile $M_* = 0.92 M_\odot$ est estimée par Allende Prieto & Lambert (1999), ce qui donne une masse minimale de l'objet de $33 M_{\text{Jup}}$. Les observations en AO n'ont pas été concluantes pour donner des limites sur la masse de l'objet. D'ici un an, on devrait avoir les mesures permettant de contraindre la véracité du scénario proposé.

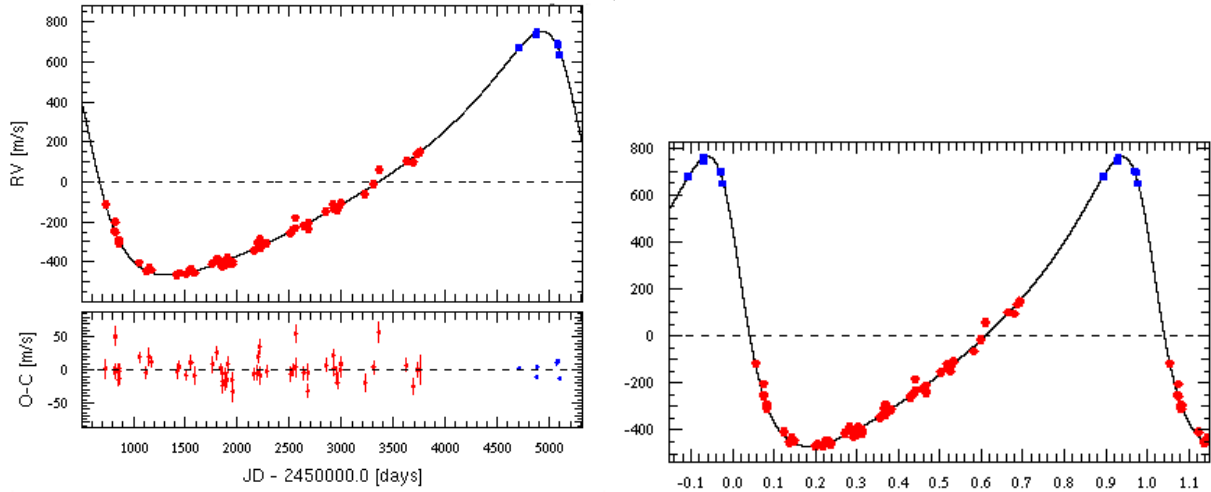


FIG. 3.18 – *A gauche* : VR du candidat M2-SP5 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. *A gauche en bas* : Résidus de l'ajustement képlérien. *A droite* : Meilleure solution orbitale mise en phase.

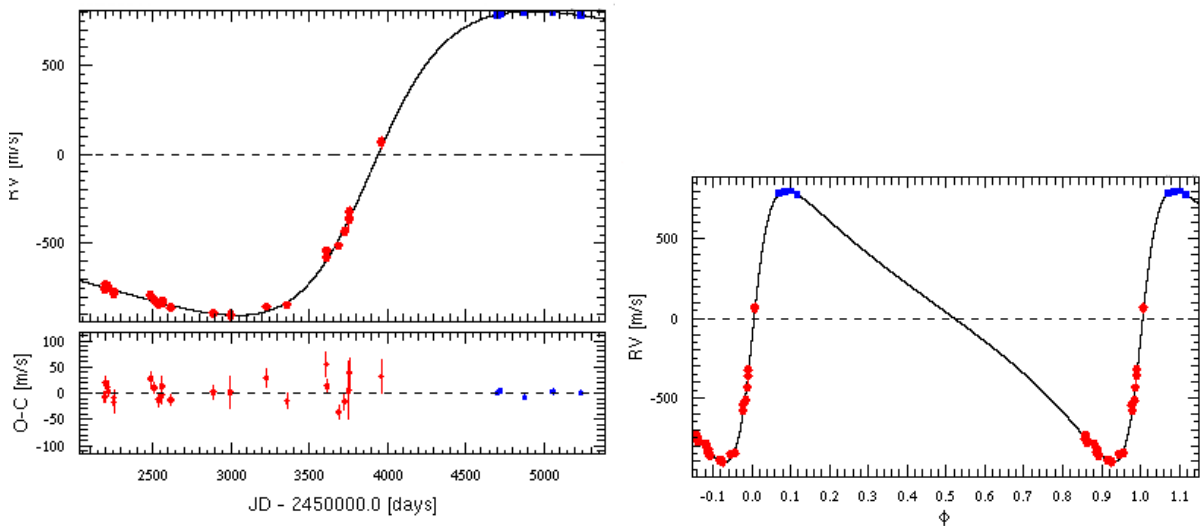


FIG. 3.19 – *A gauche* : VR du candidat M3-SP5 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. *A gauche en bas* : Résidus de l'ajustement képlérien. *A droite* : Meilleure solution orbitale mise en phase.

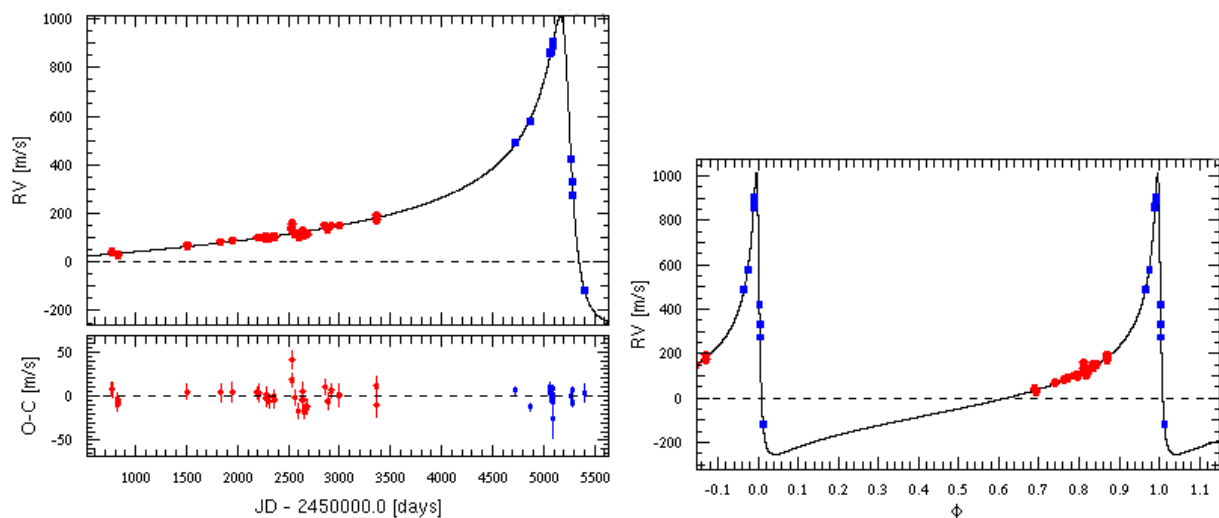


FIG. 3.20 – *A gauche* : VR du candidat M4-SP5 mesurées avec ELODIE (en rouge) et avec SOPHIE (en bleu) au cours du temps. En noir, la courbe montre le meilleur ajustement képlérien. *A gauche en bas* : Résidus de l'ajustement képlérien. *A droite* : Meilleure solution orbitale mise en phase.

Conclusion et prochains objectifs

Ce programme est effectif car il n'est pas limité par la précision actuelle de SOPHIE. La plupart de ces candidats vont faire l'objet de publications à l'automne 2010.

On remarque que les objets détectés en VR à très longues périodes ont tendance à se trouver dans des systèmes multiplanétaires (Figure 3.21²). Ceci peut être dû à un biais et les deux candidats (1 et 2) du SP5 seraient différents. Sinon, on peut espérer trouver dans ces nouveaux systèmes des planètes supplémentaires solides et ces objets méritent alors une analyse à plus courte périodicité.

On remarque de plus que ces deux objets ont une très faible excentricité telle que celles des planètes géantes du système solaire et dans laquelle pourrait se cacher la signature d'autres planètes. De même, HD 154345 montrent une petite excentricité, au contraire de HD 89307 et de HD 24040. Les détections indépendantes de ces trois derniers systèmes permet de appuyer leur existence et la combinaison des mesures de VR permet d'améliorer les paramètres orbitaux.

L'analogue de Jupiter HD 154345b orbite autour d'une étoile qui présente un cycle d'activité en phase avec la planète. Il serait intéressant d'avoir une confirmation de la présence de cet objet par une autre méthode de détection, préférentiellement par imagerie qui ne sera pas sensible au cycle d'activité au contraire de l'astrométrie.

Le candidat 1-SP5 n'est pas prioritaire à suivre pour chercher des planètes de type terrestre car il orbite autour d'une étoile active. Il est alors plus délicat d'y chercher des compagnons de faibles masses. Au contraire le candidat 2-SP5 est un bon objet pour y chercher un analogue du système solaire. Les candidats type vrais Jupiters sont intéressants en analogie avec le système solaire et des planètes terrestres dans ces systèmes seraient de bons candidats pour y chercher la vie par la capacité des planètes de type jovienne de supprimer les débris cométaires, servant ainsi de bouclier à un biosystème se développant sur une planète interne terrestre.

²voir note de bas de page p.14

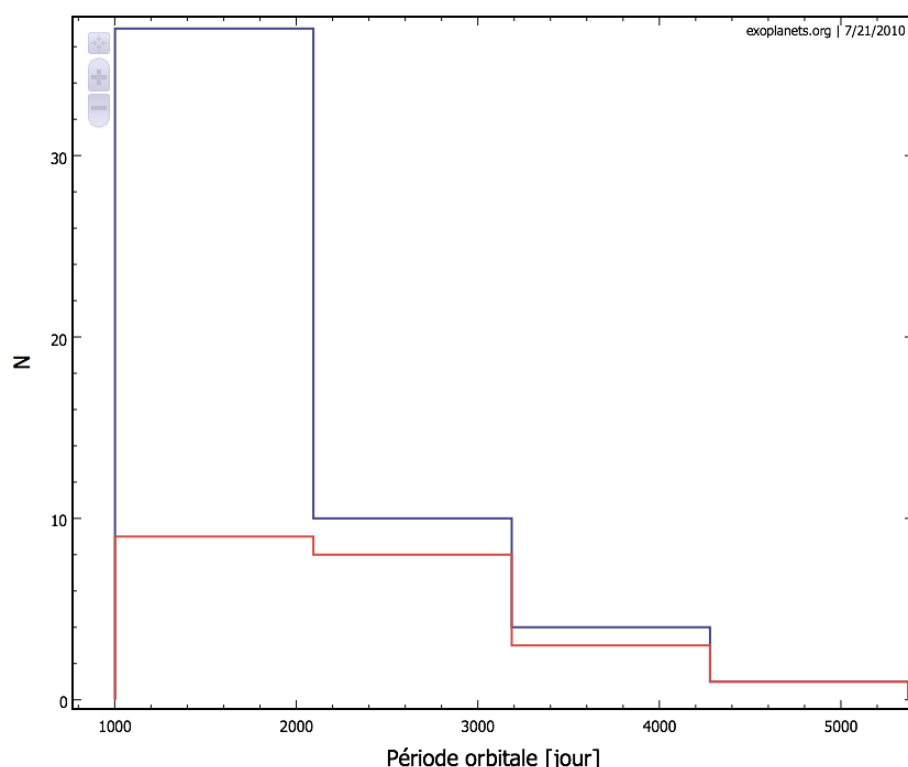


FIG. 3.21 – Diagramme des objets détectés en VR dont la période orbitale est supérieure à 1000 jours, en bleu, pour les planètes seules, et en rouge pour les planètes en systèmes multiplanétaires. On remarque qu'à très longues périodes en VR, les objets sont préférentiellement en systèmes.

On doit vérifier si les candidats massifs ont été détectés dans les données astrométriques d'Hipparcos ce qui pourraient contraindre leur masse. Une campagne d'observation en AO a été menée il y a plusieurs années sur les étoiles qui présentaient une dérive ELODIE (Naef et al., in prep.). Ces objets massifs n'avaient pas été détectés, ils sont de bons candidats dans le futur pour faire de l'imagerie.

Les deux candidats M3 et M4 du SP5 dont l'un a une masse minimale dans le domaine des naines brunes tandis que l'autre est sûrement une étoile légère, ont un domaine de période jamais atteint par les VR de plus de 10000 jours, soit plus de 25 ans de période. Dans un futur proche, ces objets seront aussi de parfaits candidats pour les prochaines missions astrométriques, plus sensibles aux objets massifs loin de leurs étoiles, la détection en VR indiquant les meilleurs moments pour faire les mesures. On remarquera que ces objets massifs ont tous des orbites très excentriques.

Ces objets très massifs, même si leurs masses minimales en font presque des étoiles, sont intéressants pour pouvoir comparer leurs caractéristiques orbitales à celles des planètes détectées dans le même domaine de période (pour l'instant en imagerie). Cela pourra permettre de contraindre les scénarios de formations de ces objets massifs à très longues périodes.

Je note que la précision nécessaire à ce programme ne demande pas d'observation en thorium simultané. L'avantage de changer de mode d'observation est de pouvoir vérifier facilement la pollution lumineuse du ciel et de corriger l'effet de la Lune.

3.4 Recherche de Jupiters chauds (SP2)

Stratégie d'observation

Ce programme a pour objectif premier de trouver des Jupiters chauds. La stratégie est donc de faire trois mesures séparées de peu de nuits pour chercher des objets à courtes périodes. Les intervalles de temps entre les mesures doivent être tels que soit sondées différentes périodicités. Dans ce but, on ne suit que les objets présentant une variation de VR significative ($\geq 50 \text{ ms}^{-1}$) pour chercher des objets massifs. Ce programme ne nécessite donc pas une très grande précision. Un temps de pose tel qu'un S/B de 50 est atteint à 550 nm est suffisant pour avoir une erreur de l'ordre de quelques ms^{-1} . On verra dans la suite que la limitation intrinsèque de ce programme est aussi liée à l'estimateur de seeing si les étoiles ne sont pas actives. L'un des indices de ceci est que la distribution de la dispersion des mesures de VR pour ce programme pique à 8 ms^{-1} , comme pour le programme à haute-précision. L'objectif d'obtenir une statistique non-biaisée (à part celle de la sélection du catalogue) sur la présence et les caractéristiques des exo-Jupiters en fonction des paramètres stellaires nécessite de faire au moins cinq mesures par étoile sur cinq ans.

La précision désirée n'exige pas une calibration en longueur d'onde simultanée à la pose scientifique. On a ainsi accès à la mesure du fond du ciel avec la deuxième fibre. Ce programme peut être fait avec des conditions de météo moyenne. En moyenne, 35% du temps du Consortium est consacré à ce programme.

Détermination automatique de la métallicité stellaire

Les étoiles-hôtes des planètes de la masse de l'ordre de celle de Jupiter sont statistiquement plus métalliques que l'environnement local du Soleil (e.g. Santos et al. 2004a ; Fischer & Valenti 2005). Au contraire, il semblerait que cette tendance ne se vérifie pas pour les cas des planètes de type Neptune ou super-Terre (Udry et al. 2006). On montre ces observations pour les exoplanètes détectées à ce jour en Figure 3.22³. L'existence d'un outil pouvant caractériser rapidement la métallicité des cibles observées est fondamental puisque la probabilité de trouver une planète géante est une fonction croissante avec la métallicité de l'étoile. Cette observation est bien comprise dans un scénario de formation des planètes par accréation de cœur. Elle reflète le fait qu'il est plus facile de former des planètes lorsque le disque contient plus de poussière. Comme cette formation est plus rapide, elle donne lieu à des planètes géantes parce qu'elles ont le temps d'accréter du gaz avant qu'il s'échappe du disque proto-planétaire.

La métallicité d'une étoile est évaluée par la mesure du rapport d'abondance entre les atomes de fer et ceux de l'hydrogène. On rapporte ensuite cette valeur à celle du Soleil, arbitrairement fixée à zéro. On note $[\text{Fe}/\text{H}]$ cet indice de métallicité, car le fer est alors considéré comme représentatif de l'abondance de l'ensemble des métaux. Les raies prises en compte dans le calcul de la CCF sont en partie dues à des ions du Fer, et plus la quantité de Fer est importante, plus la CCF est contrastée. Comme pour la calibration du $v \sin i$ (Sect.2.2), on peut déterminer la métallicité stellaire à partir d'une analyse des paramètres de la CCF, raie moyenne du spectre.

Cet indice peut aussi être estimé à partir de données photométriques. Il mesure alors, à une température effective donnée, l'effet des raies métalliques sur la distribution d'énergie calculée dans certaines bandes passantes. La comparaison entre ces deux systèmes de mesure montre un décalage systématique d'environ +0.1 dex pour les calibrations photo-

³voir note de bas de page p.14

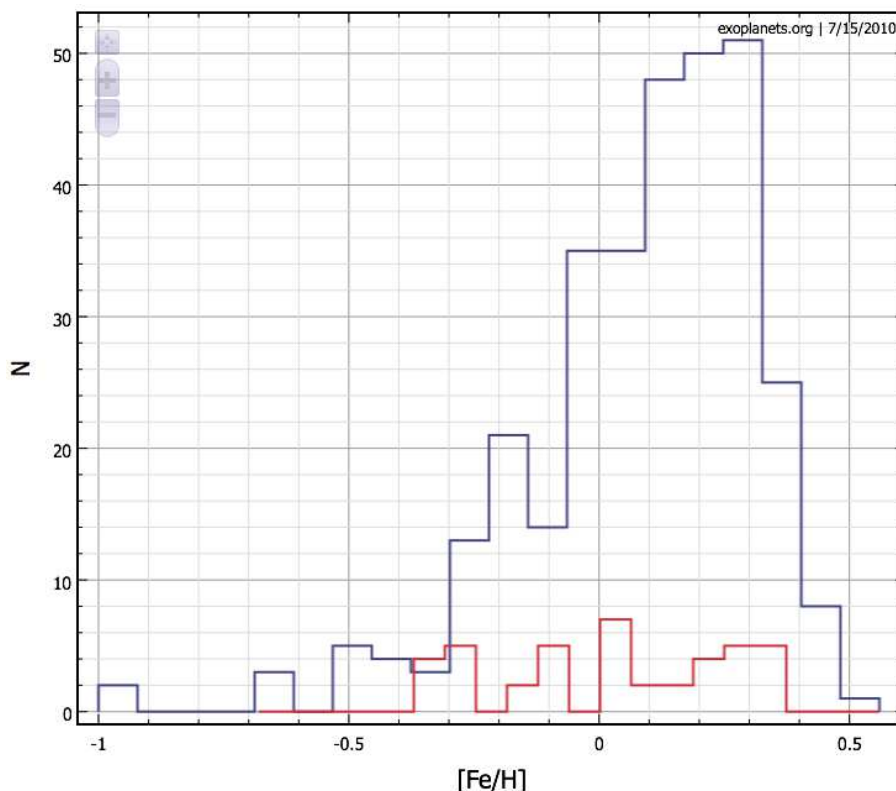


FIG. 3.22 – Distribution des métallicités des exoplanètes en bleu pour celles qui ont une masse minimale supérieure à $0.2 M_{\text{Jup}}$, en rouge pour les légères.

métriques.

La base théorique et la calibration nécessaire à cet outil de métallicité sont décrites dans l'Annexe B2 de **Boisse et al. (2010b)** [11], article rapporté dans la sous-section suivante. Depuis sa mise en place, cet outil permet d'estimer la métallicité stellaire automatiquement après une observation. Si une étoile est sur-métallique, son suivi est privilégié.

Résultats, publication et prochains objectifs

Ce programme a conduit à la publication de plusieurs planètes de type Jupiter. Les premières étaient en continuité de mesures faites avec ELODIE dans le cadre du programme de recherche de planètes autour d'étoiles surmétalliques (Da Silva et al. 2007; **Santos et al. 2008** [2]). Ces planètes permettent de caractériser les paramètres orbitaux des systèmes planétaires avec des objets massifs.

Bouchy et al. 2009b [7] publient un objet à la limite entre les planètes et les naines brunes. Le compagnon de HD 16760 avec une masse minimale de $14.3 M_{\text{Jup}}$ peut s'être formé dans le disque protoplanétaire ou être issu de l'effondrement gravitationnel du nuage moléculaire. Dans l'histogramme 3.23, HD 16760b semble être situé à la fin de la distribution des planètes géantes. Dans ce domaine de masse, entre 10 et $20 M_{\text{Jup}}$, on doit trouver des planètes massives et des naines brunes légères.

Les naines brunes sont une classe d'objet de masse intermédiaire entre les planètes et les étoiles. Elles naissent de la fragmentation d'un nuage moléculaire. En raison de leurs masses trop faibles, la température et la pression en leur cœur ne sont pas suffisantes pour démarrer ou maintenir les réactions de fusion nucléaire. La plupart de ces objets évoluant seuls ne sont pas facilement observables puisqu'ils n'émettent qu'un faible rayonnement

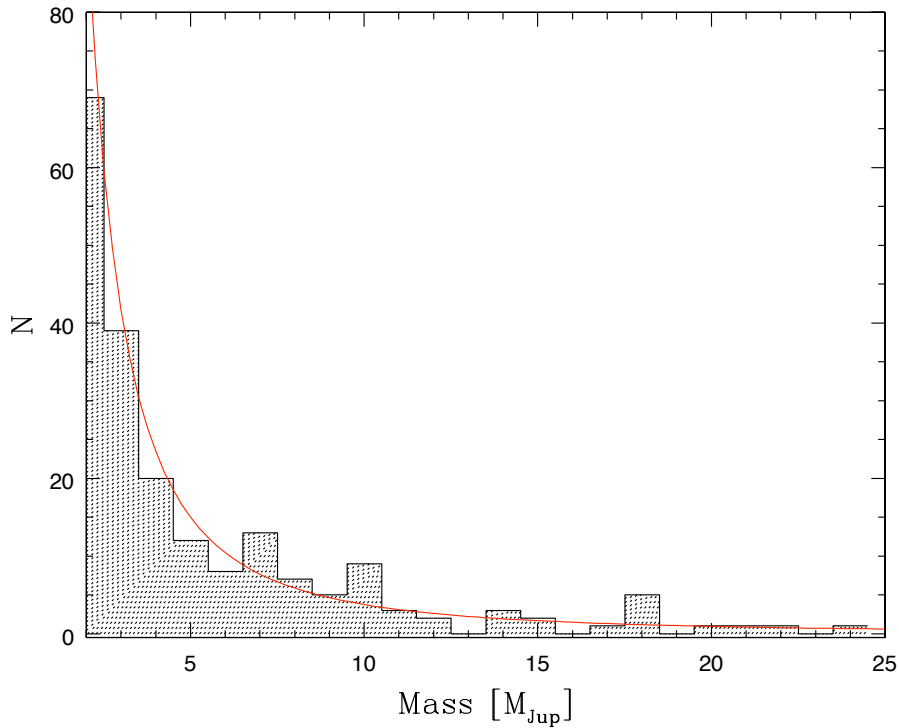


FIG. 3.23 – Distribution des masses minimales des exoplanètes. La courbe rouge correspond à la relation M^{-2} .

dans l’infrarouge. On connaît encore peu d’objets dans ce domaine soit parce qu’ils sont difficiles à détecter et qu’ils ne sont pas prioritaires dans les recherches par VR, soit parce qu’il y en a peu.

Détecter des planètes dans ce domaine de masse à la limite des naines brunes permet d’obtenir des paramètres orbitaux dont on s’attend à ce qu’ils soient différents si l’on suppose que les deux populations ne se sont pas formés de la même façon. Cet objet devrait induire sur son étoile un mouvement astrométrique de ± 0.35 millisecondes d’angle, qui sera détectable par la mission ESA Gaia pour conclure sur la nature de ce système.

Le système planétaire HD 9446 est composé de deux planètes 0.7 et $1.8 M_{\text{Jup}}$ orbitant en 30 et 193 jours (**Hébrard et al. 2010 [9]**). L’étoile naine centrale de type G5 est active. On montre que les signaux planétaires ne sont pas liés à l’activité stellaire. Les deux planètes n’ont que de faibles interactions gravitationnelles.

47 systèmes planétaires ont été détectés en juillet 2010. Comme pour la plupart d’entre eux, les planètes autour de HD 9446 sont dans un ordre hiérarchique, avec la planète la plus massive à l’extérieur et la plus légère à l’intérieur du système. Les planètes en système semblent avoir des propriétés différentes des planètes seules. Par exemple, leur distribution en période ne montrent pas de pic vers les 3 jours. Ces propriétés sont des indices sur leur mode de formation.

On a détecté un objet un peu plus léger que Jupiter orbitant à 0.33 AU autour d’une naine de type spectral G0 (**Boisse et al. 2010b [11]**). Cette étoile est légèrement plus métallique que le Soleil en accord avec la tendance observée que les planètes massives se trouvent plus souvent autour d’étoiles sur-métalliques (e.g. Santos et al. 2004a ; Fischer & Valenti 2005).

Cette planète avec une période de 68 jours se situent dans une zone peu peuplée de la distribution en période des exoplanètes détectées (Figure 6 de l'article **Boisse et al. 2010b [11]**). Avec une masse minimale de $0.77 M_{\text{Jup}}$, elle est en accord avec le fait que la plupart des planètes dans ce domaine de période sont des planètes légères. Le nombre de planètes géantes étant à moins de 1 UA de leur étoile est un fait observationnel important pour les modèles de formation planétaire (Mordasini et al. 2009).

Cette publication a été l'occasion de présenter les outils de mesures que j'ai décrit plus tôt dans cette thèse ($v \sin I$, $[\text{Fe}/\text{H}]$, $\log R'_{\text{HK}}$). L'analyse des résidus de l'ajustement Keplérien montrant une dépendance avec l'estimateur de seeing, j'y ai ajouté une description succincte de cet effet systématique.

The SOPHIE search for northern extrasolar planets :

III. A Jupiter-mass companion around HD 109246

I. Boisse, A. Eggenberger, N. Santos, F. Bouchy, C. Lovis, G. Hébrard, L. Arnold, X. Bonfils, X. Delfosse, M. Desort, R.F. Díaz, D. Ehrenreich, T. Forveille, A. Gallenne, A.M. Lagrange, C. Moutou, F. Pepe, C. Perrier, S. Perruchot, F. Pont, D. Queloz, A. Santerne, D. Ségransan, S. Udry, and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 523, pp. 88-95 (2010)

The SOPHIE search for northern extrasolar planets

III. A Jupiter-mass companion around HD 109246^{★,★★}

I. Boisse¹, A. Eggenberger², N. C. Santos³, C. Lovis⁴, F. Bouchy^{1,5}, G. Hébrard¹, L. Arnold⁵, X. Bonfils^{2,4}, X. Delfosse², M. Desort², R. F. Díaz¹, D. Ehrenreich², T. Forveille², A. Gallenne⁶, A. M. Lagrange², C. Moutou⁷, S. Udry⁴, F. Pepe⁴, C. Perrier², S. Perruchot⁵, F. Pont⁸, D. Queloz⁴, A. Santerne⁷, D. Ségransan⁴, and A. Vidal-Madjar¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France
 e-mail: iboisse@iap.fr

² Université Joseph Fourier – Grenoble 1 / CNRS, Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (UMR 5571), BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

³ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

⁴ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁵ Observatoire de Haute Provence, CNRS/OAMP, 04870 Saint-Michel l'Observatoire, France

⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁷ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Université de Provence & CNRS, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille cedex 13, France

⁸ School of Physics, University of Exeter, Exeter EX4 4QL, UK

Received 30 April 2010 / Accepted 24 June 2010

ABSTRACT

We report the detection of a Jupiter-mass planet discovered with the SOPHIE spectrograph mounted on the 1.93-m telescope at the Haute-Provence Observatory. The new planet orbits HD 109246, a G0V star slightly more metallic than the Sun. HD 109246b has a minimum mass of $0.77 M_{\text{Jup}}$, an orbital period of 68 days, and an eccentricity of 0.12. It is placed in a sparsely populated region of the period distribution of extrasolar planets. We also present a correction method for the so-called seeing effect that affects the SOPHIE radial velocities. We complement this discovery announcement with a description of some calibrations that are implemented in the SOPHIE automatic reduction pipeline. These calibrations allow the derivation of the photon-noise radial velocity uncertainty and some useful stellar properties ($v \sin i$, $[\text{Fe}/\text{H}]$, $\log R'_{\text{HK}}$) directly from the SOPHIE data.

Key words. planetary systems – techniques: radial velocities – stars: individual: HD 109246 – stars: activity – stars: abundances

1. Introduction

Fifteen years after the first discovery of a planet orbiting another solar-type star (Mayor & Queloz 1995), about 450 extrasolar planets have been announced. Most of them were detected with the same historical technique: high-precision radial velocimetry. Although several methods now allow routine detection of extrasolar planets, high-precision radial velocimetry will remain at the forefront of exoplanet science in the coming years. Indeed, thanks to continuous efforts to improve the instrumental sensitivity (e.g. Mayor et al. 2009) and to overcome the limitation of stellar activity (e.g. Udry et al. 2006), radial velocimetry is a particularly efficient technique for detecting low-mass planets (e.g. Mayor et al. 2009). Furthermore, radial-velocity (RV) measurements are needed to establish the true nature of transiting planetary candidates, to derive their mass, and to measure spin-orbit alignment angles via the Rossiter-MacLaughlin effect (e.g. Queloz et al. 2000; Ohta et al. 2005; Winn 2010; Triaud et al. 2010). The numerous projects of future high-resolution

spectrographs operating either at infrared (SPIRou, UPF, SIMPLE) or at visible wavelengths (ESPRESSO, CODEX) denote the field development and illustrate the importance of RV measurements in exoplanetary science.

The high-precision SOPHIE spectrograph (Perruchot et al. 2008; Bouchy et al. 2009b) has replaced ELODIE (Baranne et al. 1996; Queloz et al. 1998b) at the Cassegrain focus of the 1.93-m telescope at the Haute-Provence Observatory (OHP, France). Opened to the community since October 2006, SOPHIE has led to many discoveries in various research fields, including the follow-up of transiting planet candidates from the SuperWASP (e.g. Cameron et al. 2007), HAT (Bakos et al. 2007), and CoRoT (e.g. Bouchy et al. 2008) surveys; asteroseismology (Mosser et al. 2008); and the dynamics of binary stars (Albrecht et al. 2009). In late-2006, the SOPHIE consortium initiated a large program to search for and characterize extrasolar planets (Bouchy et al. 2009b). This comprehensive survey is both a continuation and an extension of the planet-search programs carried out with the ELODIE spectrograph (e.g. Mayor & Queloz 1995; Delfosse et al. 1998; Perrier et al. 2003; Galland et al. 2005; Naef et al. 2005; Da Silva et al. 2006).

HD 109246 was observed as part of the second subprogram from the SOPHIE consortium. This subprogram comprises two parts: a survey for giant planets in a volume-limited sample of ~2000 FGK dwarfs, and a follow-up of known transiting giant

[★] Based on observations made with the SOPHIE spectrograph on the 1.93-m telescope at Observatoire de Haute-Provence (CNRS/OAMP), France (program 07A.PNP.CON.S).

^{★★} RV tables (Tables C.1 and C.2) are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/523/A88>

planets (Bouchy et al. 2009b). Previous discoveries from the main survey include the detection of both a massive planet (or light brown dwarf) around HD 16760 (Bouchy et al. 2009b) and of a two-planet system around HD 9446 (Hébrard et al. 2009). The follow-up part allowed the observation of the spectroscopic transits (Rossiter-McLaughlin effect) of three planets and revealed the two first cases of spin-orbit misalignment (Loeillet et al. 2008; Hébrard et al. 2008; Moutou et al. 2009; Pont et al. 2009; Hébrard et al. 2010).

Here, we report the discovery of a Jupiter-mass planet orbiting HD 109246. The observations are presented in Sect. 2 and the characteristics of the host star are described in Sect. 3. In Sect. 4 we derive the best-fit Keplerian model to the velocities of HD 109246 and correct for an instrumental effect on radial velocities due to seeing variation. We summarize and discuss our results in Sect. 5. In the Appendices, we describe the calibrations implemented in the SOPHIE automatic reduction pipeline to derive the photon-noise RV uncertainty (A), the projected rotational velocity $v \sin i$ (B.1), the metallicity index [Fe/H] (B.2), and the activity index $\log R'_{\text{HK}}$ (C).

2. Radial-velocity measurements

We observed HD 109246 with the SOPHIE spectrograph from January 2007 to February 2010. The measurements were performed in high-resolution mode (resolution power of $\Delta\lambda/\lambda \approx 75\,000$) and at constant signal-to-noise ratio (SNR) (SNR variations $\sigma_{\text{SNR}} \approx 8\%$). Exposure times ranged from 270 to 1200 s, following the variations of seeing and sky transparency at OHP. We used the objAB observing mode with one of SOPHIE's fiber recording the starlight and the other fiber observing the sky to estimate the background contamination (e.g. moonlight). Both fibers were fed with a Thorium-Argon lamp every ~ 2 h for wavelength calibration. SOPHIE is environmentally stabilized and the intrinsic drift of the spectrograph (mainly because of small variations of pressure and temperature) is less than 3 m s^{-1} per hour. Each exposure was corrected for the instrumental drift by interpolating the measured intrinsic drift over the ~ 2 h period. This method allows a precision of $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$ on the correction of the instrumental drift as determined empirically comparing the interpolated drift with the measured one from observations made with simultaneous wavelength calibration.

We used the SOPHIE automatic pipeline (Bouchy et al. 2009b) to extract the spectra from the detector images and to cross-correlate them with a G2-type mask derived from the Sun spectra. We obtained the radial velocities by fitting each resulting cross-correlation function (CCF) with a Gaussian (Baranne et al. 1996; Pepe et al. 2002). At this stage we rejected three spectra. Two of these spectra had a low SNR ($\text{SNR}(550 \text{ nm}) \leq 30$), which rendered the correction for the CCD charge transfer inefficiency (CTI) less effective (Bouchy et al. 2009a). The third spectrum was contaminated by moonlight.

The final RV data set for HD 109246 comprises 58 measurements with a typical SNR of 47 (per pixel at 550 nm). This leads to a mean measurement uncertainty of 3.9 m s^{-1} , including photon noise and wavelength calibration errors. The photon-noise uncertainty was estimated as described in Appendix A. External systematic errors of 2 m s^{-1} (spectrograph drift uncertainty) and of 4 m s^{-1} (guiding errors) were quadratically added to the mean measurement uncertainty (Boisse et al. 2010a). The mean error bar on each RV measurement is then about 6 m s^{-1} . The RV measurements of HD 109246 are listed in Table C.1, available at the CDS. Table C.1 contains in its Cols. 1–3, the time of the observation (barycentric Julian date), the RV, and its error, respectively.

Table 1. Stellar parameters for HD 109246.

| Parameters | Values |
|-----------------------------------|-------------------|
| Sp. T. | G0V |
| m_V | 8.77 |
| $B - V$ | 0.64 |
| π [mas] | 15.24 ± 0.68 |
| T_{eff} [K] | 5844 ± 21^2 |
| $\log g$ [cgs] | 4.46 ± 0.19^2 |
| [Fe/H] [dex] | 0.10 ± 0.05^2 |
| $v \sin i$ [km s^{-1}] | 3 ± 1^1 |
| M_* [M_\odot] | 1.01 ± 0.11 |
| R_* [R_\odot] | 1.02 ± 0.07 |
| $\log R'_{\text{HK}}$ [dex] | -5.05 ± 0.1^2 |
| Distance [pc] | 65.6 |

Notes. ⁽¹⁾ Parameter derived from the SOPHIE CCF (see Appendices).

⁽²⁾ Parameter derived from the SOPHIE spectra (see Appendices).

3. Stellar properties

HD 109246 (HIP 61177) is a G0 dwarf with an apparent V-band magnitude of $m_V = 8.77$ (SIMBAD database) and an astrometric parallax of $\pi = 15.14 \pm 0.68 \text{ mas}$ measured by Hipparcos (van Leeuwen 2007). Allende Prieto & Lambert (1999) derived a stellar mass $M_* = 1.01 \pm 0.11 M_\odot$ and a radius $R_* = 1.02 \pm 0.07 R_\odot$.

We determined the star's effective temperature, gravity, and metallicity using the spectroscopic analysis of Santos et al. (2004). This analysis was performed on the high-SNR average spectrum obtained by summing all the SOPHIE spectra. The spectroscopic analysis gave the following results: an effective temperature $T_{\text{eff}} = 5844 \pm 21 \text{ K}$, a surface gravity $\log g = 4.46 \pm 0.19$, a micro-turbulence velocity $V_t = 1.01 \pm 0.02 \text{ km s}^{-1}$, and a stellar metallicity [Fe/H] = $0.10 \pm 0.05 \text{ dex}$. When combined with isochrones (da Silva et al. 2006)¹, these parameters yield a stellar mass $M_* = 1.04 \pm 0.10 M_\odot$, in agreement with the Allende Prieto & Lambert (1999) value. We also computed the projected rotational velocity and the stellar metallicity from the SOPHIE CCF as described in Appendix B. This gave $v \sin i = 3 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ and [Fe/H] = 0.14 ± 0.09 . This alternative estimation of the stellar metallicity is consistent with the accurate determination based on spectral analysis.

We estimated the stellar activity level from the emission in the core of the Ca II H&K bands measured on each spectra of HD 109246. The calibration used to derive $\log R'_{\text{HK}}$ activity indexes from SOPHIE spectra is described in Appendix C. Applied to HD 109246, this calibration yields $\log R'_{\text{HK}} = -5.05 \pm 0.1$, which translates into an RV dispersion that would be smaller than 1 m s^{-1} according to our experience on HARPS. The stellar parameters adopted for HD 109246 are listed in Table 1.

4. HD 109246b's orbital solution

4.1. Evidence for a planetary companion

As shown in Fig. 1, the RV data of HD 109246 exhibit a peak-to-peak variation of $\sim 95 \text{ m s}^{-1}$ and a dispersion of $\sigma_{\text{RV}} = 28 \text{ m s}^{-1}$. A clear signal with a semi-amplitude larger than 30 m s^{-1} is identified in the RV periodogram around 68 days. The dispersion of the bisector span values (BIS) is relatively low, with

¹ Web interface available on <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/param>

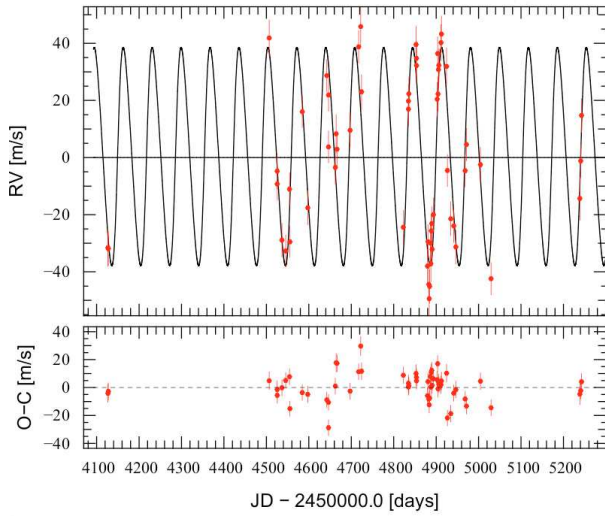


Fig. 1. Radial velocities (*top*) and residuals to the best-fit Keplerian model (*bottom*) for HD 109246 as a function of barycentric Julian date. The best-fit Keplerian model is represented by the black curve. The residuals have a dispersion of 10.2 m s^{-1} .

Table 2. Keplerian solution and inferred planetary parameters.

| Parameters | Original velocities | Corrected velocities |
|--|---------------------|----------------------|
| $VR_{\text{mean}} [\text{km s}^{-1}]$ | -19.463 ± 0.004 | -19.464 ± 0.002 |
| $P [\text{days}]$ | 68.20 ± 0.17 | 68.27 ± 0.13 |
| $K [\text{m s}^{-1}]$ | 38.2 ± 2.2 | 38.2 ± 1.6 |
| e | 0.17 ± 0.07 | 0.12 ± 0.04 |
| $\omega [\text{deg}]$ | 273 ± 25 | 235 ± 29 |
| $T_0 [\text{JD}]$ | $54\,831.7 \pm 4.2$ | $54\,824.6 \pm 4.7$ |
| $M_p \sin i^1 [M_{\text{Jup}}]$ | 0.76 ± 0.11 | 0.77 ± 0.09 |
| $a^1 [\text{AU}]$ | 0.33 ± 0.09 | 0.33 ± 0.08 |
| $\sigma_{(\text{O}-\text{C})} [\text{m s}^{-1}]$ | 10.2 | 7.7 |

Notes. Results in the first column are based on the original RVs. Results in the second column are based on the corrected RVs (see text for details). ⁽¹⁾ Assuming $M_* = 1.01 \pm 0.11 M_{\odot}$.

$\sigma_{\text{BIS}} = 9.9 \text{ m s}^{-1}$ (Fig. 2). No periodicity is detected in the bisector periodogram and no correlation is present in the bisector-RV plot (Fig. 2). All these observations support a scenario where the RV variations of HD 109246 are caused by the gravitational perturbation of an orbiting companion.

We fitted the RV data of HD 109246 with a Keplerian model using a Levenberg-Marquardt algorithm, after selected starting values with a genetic algorithm. The best solution is a mildly eccentric orbit ($e = 0.17 \pm 0.07$) with a period $P = 68.20 \pm 0.17$ days and a semi-amplitude $K = 38.2 \pm 2.2 \text{ m s}^{-1}$. This signal corresponds to a planet of minimum mass $M_p = 0.76 \pm 0.11 M_{\text{Jup}}$ orbiting HD 109246 with a semi-major axis of $0.33 \pm 0.09 \text{ AU}$. The best-fit Keplerian model is plotted superimposed to the SOPHIE velocities in Fig. 1. The corresponding phase-folded RV curve is shown in Fig. 3 and the orbital elements of the planet are listed in Table 2. Uncertainties correspond to the 0.95 confidence interval after 5000 Monte-Carlo simulations. The tool used for the model fitting was successfully employed in exoplanetary surveys (e.g. Mayor et al. 2009; Bouchy et al. 2009b; Hébrard et al. 2009). The uncertainties in the minimum mass and in the semi-major axis take into account the uncertainties both in the stellar mass and in the signal semi-amplitude, period, and eccentricity.

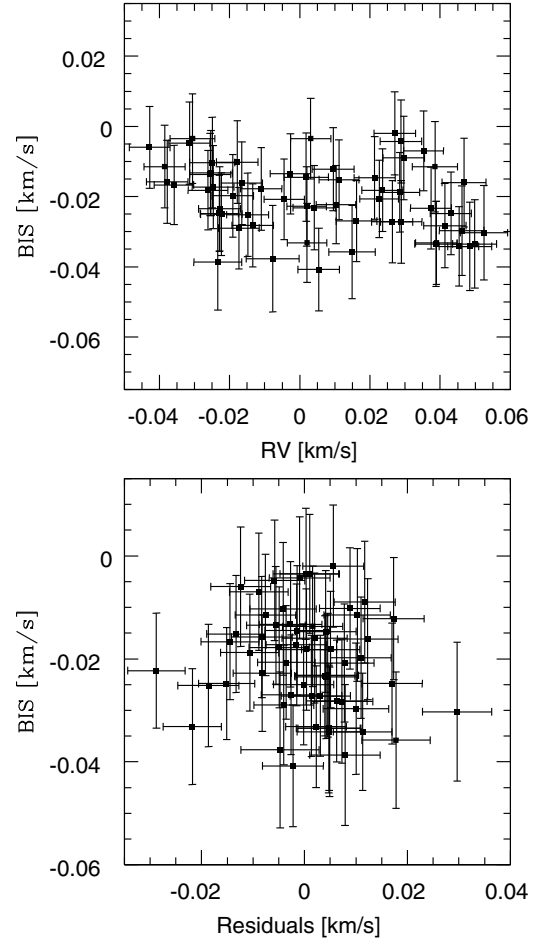


Fig. 2. Bisector span (BIS) as a function of RV (*top*), and as a function of the RV residuals (*bottom*). Uncertainties in the BIS are assumed to be twice the RV ones. In both panels the scale is the same in the x and y axes. No correlation is seen between BIS and RV residuals. The extra uncertainty seen in the RV data is unlikely to be caused by stellar activity.

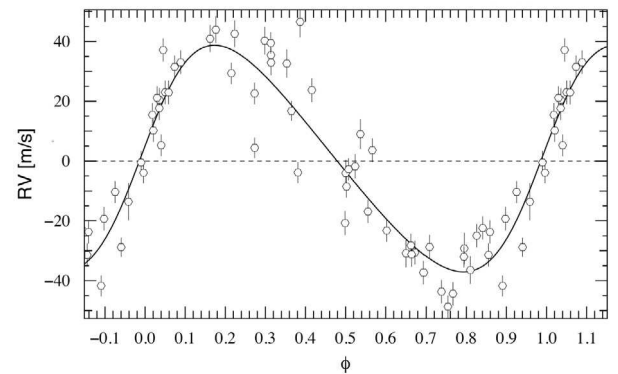


Fig. 3. Phase-folded RV curve for HD 109246. The solid line represents the Keplerian fit with a reduced χ^2 equal to 1.8. The period is 68.2 d, the eccentricity is 0.17, and the semi-amplitude is 38.2 m s^{-1} . Individual error bars are also plotted with a typical value of 6 m s^{-1} .

The residuals to the best-fit Keplerian model, $\sigma(\text{O} - \text{C}) = 10.2 \text{ m s}^{-1}$, are a bit large compared to the mean error bar of $\approx 6 \text{ m s}^{-1}$. The reduced χ^2 is equal to 1.8, which suggests that an additional variation with a dispersion of $\sim 8 \text{ m s}^{-1}$ is present in the data. If stellar jitter was the source of the excess variability

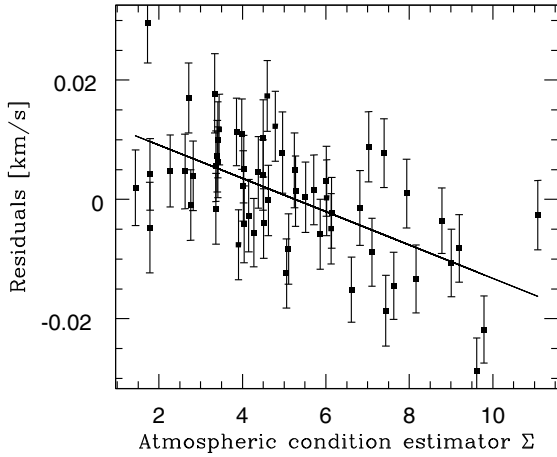


Fig. 4. Residuals to the Keplerian fit as a function of the atmospheric condition estimator Σ , inversely proportional to seeing (see Sect. 4.2 for the definition of Σ). The least-square fit represented by the solid line has a correlation coefficient of -0.6 and a Spearman coefficient of -0.56 .

(in spite of an estimated value lower than 1 m s^{-1} , see Sect. 3), we could expect a negative correlation between the bisector span and the RV residuals (e.g. Queloz et al. 2001; Boisse et al. 2010b). As shown in Fig. 2, no such correlation is observed in the data. We note that the expected correlation would be very close to the detection limits but the level of activity needed to cause the RV variations is inconsistent with the $\log R'_{\text{HK}}$ value.

About a quarter of gaseous giant planet are in a multiple planetary system. The excess variability may thus alternatively be due to the presence of an additional planet in the system. We did not find any indication for a second planet in the present data set. With a maximum semi-amplitude of 14 m s^{-1} , the RV residuals exclude the presence of an inner planet with $m_p \sin i \geq 0.28 M_{\text{Jup}}$. A longer period planet could not induce a linear drift larger than 0.4 m s^{-1} . Additional data will be needed to probe the presence of low-mass inner planets and to constrain the presence of possible outer companions.

The third and best possible explanation to the relatively large RV residuals is the underestimation of an instrumental effect. Described in the next section, the so-called seeing effect seems to affect the observations of HD 109246 (Fig. 4).

4.2. Spectrograph illumination limitation

The large residuals of HD 109246 RVs to the best-fit Keplerian model seem well explained by seeing effect due to bad scrambling of one multimode fiber (Fig. 4). This effect was presented in details in Boisse et al. (2010a). We summarize here the main issue for the SOPHIE HR mode.

SOPHIE is a fiber-fed spectrograph. The stellar light collected by the telescope is led to the instrument through a standard step-index multi-mode cylindrical optical fiber. They have good azimuthal scrambling but the radial one is not perfect. In order to improve the scrambling ability of the fiber and to stabilize the illumination, optical double scrambler are usually coupled to the fibers (as it is done for the SOPHIE HR mode) (Brown 1990; Hunter & Ramsey 1992). Non-uniform illumination of the slit or output fiber at the spectrograph entrance (variations in seeing, focus, and image shape) decreases the RV precision, owing to non-uniform illumination inside the pupil of the spectrograph

that leads, with optical aberrations to variation in the centroids of the stellar lines on the focal plane.

Our experience on SOPHIE has led to identify remaining RV limitations due to the incomplete fiber scrambling. We simulated the optical path in the SOPHIE spectrograph and observed that variations of the slit, pupil or optical fiber illumination are directly translated on the spectrum. The displacement of the spectrum on the CCD detector is a function of wavelength (or position on the detector) and is proportional to the width of the input image at the entrance of the fiber. Because the effect is not symmetric along the spectral orders and not monitored by the calibration lamp, the final computed RV varies and its variation is proportional to the input image width.

The value of the seeing is not monitored by SOPHIE up until recently. We estimated the atmospheric condition by calculating the relative flux by unit of exposure time:

$$\Sigma = \frac{\text{SNR}^2}{T_{\text{exp}} 10^{-M_V/2.5}}, \text{ or for the same star } \Sigma = \frac{\text{SNR}^2}{T_{\text{exp}}} \quad (1)$$

with T_{exp} the exposure time of the measurement and M_V the visual magnitude of the target. This parameter allows a relative estimation of the seeing since we cannot evaluate the atmospheric absorption. The atmospheric condition estimator Σ is inversely proportional to the seeing value.

The seeing effect is expected to affect the measurements since the input beam at the entrance of SOPHIE is center-illuminated (input image smaller than the $3''$ sky acceptance of the optical fiber). In this case, simulations predict a systematic decrease in measured RV values, which is observed in the obtained data, as shown in Fig. 4 of this paper and for a sample of SOPHIE targets in Fig. 5 from Boisse et al. (2010a). Moreover, when the input image is smaller than the diameter of the fiber, we are more sensitive to effect of guiding and centering system that introduce RV variations. These RV variations are quite random and add some noise, whereas the seeing effect is directly related to the optical path in the spectrograph and may be quantified. We are modeling these variations with our data in order to remove this noise with a software tool even if this correction is only relative because of our inability to estimate the absorption parameter. The seeing effect may reach peak-to-peak RV variations of 20 m s^{-1} and it is the main current limitation of the SOPHIE accuracy. A new guiding camera is now in operation on SOPHIE and allows a better guiding and centering, and also a monitoring of the exact seeing. It will then allow us to refine this method of correction. Tests on square and octagonal section fibers to optimize the fibers scrambling are now under development and SOPHIE will be used as a bench test to validate these new feed optics. Soon, a new double scrambler will be mounted on SOPHIE with the goal to reduce this effect by at least a factor 10.

4.3. Corrected velocities and improved orbital solution

In Fig. 4, the residuals to the Keplerian fit are correlated with the atmospheric condition estimator Σ (see Eq. (1)). We calculate the linear correlation coefficient that is equal to -0.6 and the Spearman coefficient equal to -0.56 , which support the anti-correlation between the two parameters. The linear function determined by a least-squares fit was subtracted from the RV data measurements to correct for the seeing effect. Fitting a Keplerian model to the corrected RVs yields the orbital parameters reported in the right column of Table 3. The new planetary orbit is similar to the previous one; the major change introduced by the correction is to decrease the RV residuals to 7.7 m s^{-1} . This new value

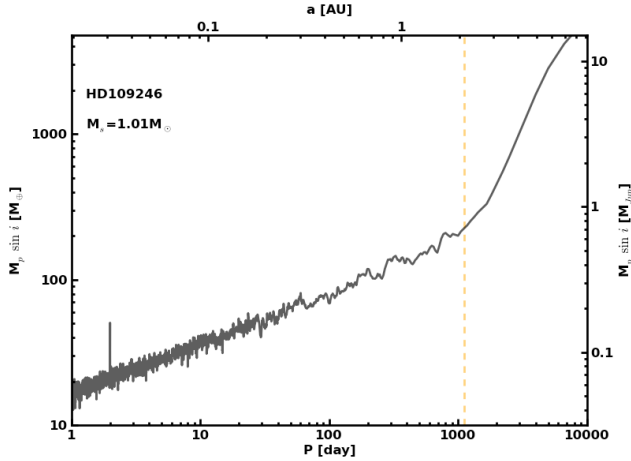


Fig. 5. Mass limit exclusion diagram with 99% confidence level for an additional companion in the HD 109246 system calculated from the residuals after the best-fit Keplerian model on the corrected velocities. The dashed line corresponds to the observation span. The two days peak expresses the lower efficiency at this period due to data sampling.

does not change a lot our previous conclusions regarding the possible presence of an additional planet as illustrated in Fig. 5. The remaining variability excess might be accounted for by an increase in guiding and centering errors when the input image is smaller than the fiber diameter (see Sect. 4.2) or by RV jitter owing to stellar activity (see Sect. 3).

5. Discussion and conclusion

We report the detection of an extrasolar planet candidate around HD 109246 discovered with the SOPHIE spectrograph mounted on the 1.93-m telescope at the Haute-Provence Observatory. HD 109246b is characterized by a minimum mass of $0.77 \pm 0.09 M_{\text{Jup}}$, an orbital period of 68.27 ± 0.13 days, and an eccentricity of 0.12 ± 0.04 . The host star being slightly more metallic than the Sun, the discovery of HD 109246b reinforces the correlation between giant planet occurrence and stellar metallicity (e.g., Santos et al. 2004, 2005; Fischer & Valenti 2005). No photometric search for transits have been undertaken until now though the transit probability is slightly above 1%.

The residuals to the single-planet Keplerian fit (10.2 m s^{-1}) are larger than the mean error bar of $\approx 6 \text{ m s}^{-1}$, which suggests the presence of an additional source of RV variability. We considered three possibilities: stellar jitter, the presence of an additional planet in the system, and an instrumental effect related to seeing variations. We did not detect a clear signature of stellar activity, nor that of an additional planet. On the other hand, we identified a correlation between the residuals to the Keplerian fit and a seeing indicator. Correcting the RVs of HD 109246 for this systematic effect decreased the RV residuals to 7.7 m s^{-1} while preserving the original planetary orbit. This result indicates that the seeing effect described in Boisse et al. (2010a) is at least partly responsible for the excess variability measured in the velocities of HD 109246. A new guiding camera is now in operation on the 1.93-m telescope at OHP. Besides providing better guiding and centering performances, this new camera allows for a direct monitoring of the seeing. Future observations shall thus allow the method described in this paper to correct SOPHIE data for the seeing effect to be refined. Moreover, a

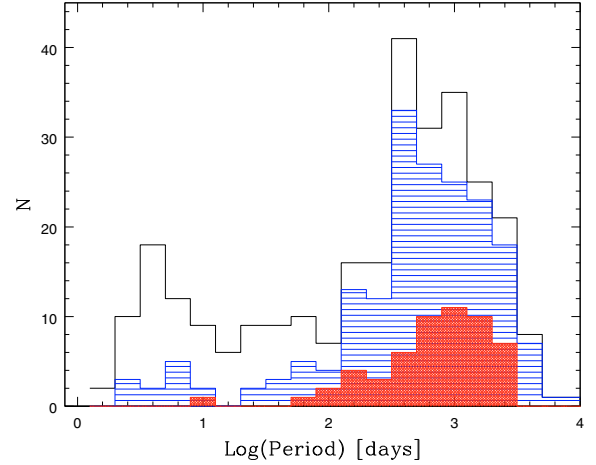


Fig. 6. Period distribution of the known extrasolar planet orbiting single dwarf stars discovered via RV surveys. With a period of 68 days, HD 109246b is in the middle of the “period valley”. Horizontal striped illustrates the distribution for planets more massive than $0.8 M_{\text{Jup}}$ and the shaded one for planets more massive than $4 M_{\text{Jup}}$.

new double scrambler will be mounted on SOPHIE to improve the scrambling ability of the fibers and remove the seeing effect.

The most remarkable property of HD 109246b is that its orbital parameters place it within the so-called “period valley” in the period distribution of extrasolar planets (Fig. 6). The period valley extends from ~ 10 to ~ 100 days (Udry et al. 2003). It separates the pile-up of hot Jupiters from the population of giant planets with periods above ~ 1 year. HD 109246b mass reinforces the fact that light planets ($m_p \sin i \leq 0.8 M_{\text{Jup}}$) are preferentially found to orbit with short period ($P \leq 100$ d) (Udry & Santos 2007). Ignoring multiple stars systems, RV surveys do not detect massive planets with $m_p \sin i \geq 4 M_{\text{Jup}}$ with period less than 100 days. The two components left are HD 162 020b, a probable brown dwarf (Udry et al. 2002) and one of the two massive components orbiting HD 168 443 (Marcy et al. 2001; Udry et al. 2002). Including the transit surveys detections, planets more massive than $4 M_{\text{Jup}}$ are not found in the “period valley”.

A comparison with the models of Mordasini et al. (2009) shows that HD 109246b may belong to the population of “main clump” planets. If so, it probably started to form near 4–6 AU and then moved inwards through type II migration. As outlined by Mordasini et al. (2009), the number of giant planets orbiting inside 1 AU is an important observational parameter for planet formation models. Additional detections of planets like HD 109246b will thus help characterize the profile of the surface density of solids below 1 AU and the efficiency with which migrating cores can accrete planetesimals.

Acknowledgements. The authors thanks all the staff of Haute-Provence Observatory for their contribution to the success of the SOPHIE project and their support at the 1.93-m telescope. We wish to thank the “Programme National de Planétologie” (PNP) of CNRS/INSU, the Swiss National Science Foundation, and the French National Research Agency (ANR-08-JCJC-0102-01 and ANR-NT05-4-44463) for their continuous support to our planet-search programs. A.E. is supported by a fellowship for advanced researchers from the Swiss National Science Foundation (grant PA00P2_126150/1). N.C.S. would like to thank the support by the European Research Council/European Community under the FP7 through a Starting Grant, as well from Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT), Portugal, through a Ciência2007 contract funded by FCT/MCTES (Portugal) and POPH/FSE (EC), and in the form of grants reference PTDC/CTE-AST/098528/2008 and PTDC/CTE-AST/098604/2008. D.E. is supported by CNES. This research has made use of the SIMBAD database and the VizieR catalogue access tool operated at CDS, France. The authors thanks the referee for his careful reading and judicious remarks.

Appendix A: Determination of the RV uncertainty from the SOPHIE Cross-Correlation Function

The methodology to compute the photon-noise uncertainty of RV measurement was described by Bouchy et al. (2001). In this approach, the quality factor Q represents the intrinsic RV-information content of a given spectrum (quality and richness of spectral lines). This Q factor is independent of the flux and is computed on a reference spectrum considered as noise free. The RV uncertainty δV_{rms} is then computed using the following relation:

$$\delta V_{\text{rms}} = \frac{c}{Q \sqrt{N_e}}, \quad (\text{A.1})$$

with c the speed of light and N_e the total number of photoelectrons counted over the whole spectral range. In practice one does not always have a noise free reference spectra and one needs to estimate correctly the RV uncertainty on real observed spectra. On a noisy spectrum, the high frequency structures due to noise increase artificially the Q factor and lead to an underestimated uncertainty for the RV. We estimate that the computation of the Q factor is correct for spectra with SNR per pixel higher than ~ 200 . For lower SNR , Q is overestimated and δV_{rms} is therefore underestimated.

We adapted our methodology directly to the CCF which corresponds to an average spectral line in velocity space at much higher SNR than individual lines and may be considered as noise free for the computation of the quality factor. In that case Q_{CCF} can be expressed by the relation:

$$Q_{\text{CCF}} = \frac{\sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial \text{CCF}(i)}{\partial V(i)} \right)^2} / \text{CCF}_{\text{noise}}^2(i)}{\sqrt{\sum_i \text{CCF}(i)}} \cdot \sqrt{N_{\text{scale}}}, \quad (\text{A.2})$$

where $\text{CCF}(i)$ is the Cross-Correlation Function measured for the velocity i , and $\text{CCF}_{\text{noise}}(i)$ is the quadratic sum of the photon noise and the detector noise integrated inside the CCF mask holes for the velocity i . The correction factor N_{scale} corresponds to the scale of the velocity step in detector pixel unit. The RV uncertainty δV_{rms} is then equal to:

$$\delta V_{\text{rms}} = \frac{1}{Q_{\text{CCF}} \sqrt{\sum \text{CCF}(i)}}. \quad (\text{A.3})$$

This RV uncertainty, directly computed on the CCF, is robust and can be applied to any kind of spectra down to SNR of ~ 20 . Figure A.1 shows the RV uncertainty scaled to an equivalent SNR of 100 and computed for a sub-sample of our planet search program with SOPHIE in HR mode. The RV uncertainty is plotted versus the index $B - V$, and for two classes of $v \sin i$ ($\leq 3 \text{ km s}^{-1}$ and in between 6 and 10 km s^{-1}). It illustrates the dependence with the effective temperature and the projected rotational velocity of the stars.

Appendix B: Determination of $v \sin i$ and $[\text{Fe}/\text{H}]$ from the SOPHIE Cross-Correlation Function

We used the property that the CCF can be considered as an average line of the target spectrum. Line profiles are directly related to the stellar atmospheric parameters (e.g. abundances, thermal expansion), macro and micro-turbulence, rotation rate, and instrumental profile. Then, stellar properties affect spectral lines included in the correlation mask and are reflected in the CCF. We can derive stellar properties in analyzing the $FWHM$ and the

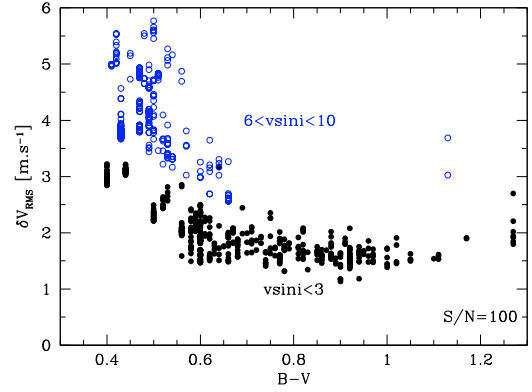


Fig. A.1. RV uncertainty versus the index $B - V$, and for two classes of $v \sin i$, $\leq 3 \text{ km s}^{-1}$ (plain dark circles) and in between 6 and 10 km s^{-1} (open blue circles), for SOPHIE observations in high-resolution mode with SNR of 100.

contrast of the fitted Gaussian on the SOPHIE CCF. The $v \sin i$ of a star might be derived as described by Benz & Mayor (1981) for the CORAVEL spectrograph. They refined their calibration afterward (Benz & Mayor 1984). Queloz et al. (1998a) applied it to the ELODIE spectrograph. The stellar $[\text{Fe}/\text{H}]$ calibration was first done by Mayor (1980) for the CORAVEL CCF, improved by Pont (1997). The both calibrations is done here for the SOPHIE spectrograph following the Santos et al. (2002) methodology for the CORALIE spectrograph. The spectral line profile is dependent of the instrumental one, so these calibrations had to be derived for different instruments.

B.1. Calibration of the projected rotational velocity $v \sin i$

We calibrated the relation between the $v \sin i$ and the width σ of the CCF for both observing modes, high-efficiency (HE) and high-resolution (HR), of SOPHIE spectrograph using the cross-correlation masks G2 and K5 which have almost the same CCF width (negligible at the photon noise level). We note that the metallicity does not affect too much the width of the lines in comparison with the expected precision of our calibration. For solar-type stars, these two variables can be related by:

$$v \sin i = A \cdot \sqrt{\sigma^2 - \sigma_0^2} \quad (\text{B.1})$$

where σ represents the measured Gaussian width of the CCF ($FWHM/2 \sqrt{2 \ln 2}$), σ_0 the value of the expected σ for a “non-rotator” of a given spectral type, and A is a constant relating the “excess” width of lines to the actual projected rotational velocity $v \sin i$.

We first determine the quantity σ_0 by adjusting the lower envelope of the distribution of points in the diagram, shown in Fig. B.1 for HR mode, of σ versus $B - V$ which is quite well related with stellar temperature for dwarfs with $B - V$ index in the range 0.4–1.3. We neglected here the effect of the metallicity. The adjusted lower envelopes for HR and HE mode are well described by:

$$\sigma_{0_HR} = 9.90 - 22.56(B - V) + 22.37(B - V)^2 - 6.95(B - V)^3 \quad (\text{B.2})$$

$$\sigma_{0_HE} = 10.52 - 22.56(B - V) + 22.37(B - V)^2 - 6.95(B - V)^3. \quad (\text{B.3})$$

The other variable in Eq. (B.1) we need to determine is A , i.e., the constant relating the $v \sin i$ to the excess width of the CCF.

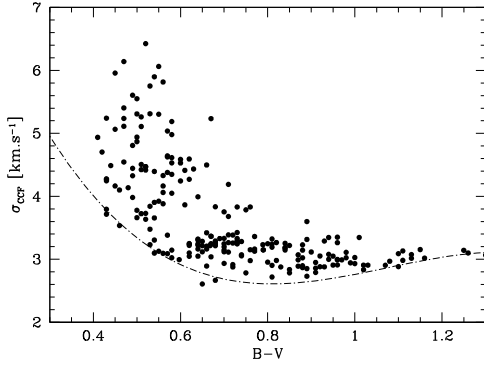


Fig. B.1. Gaussian width of the SOPHIE CCF versus $B - V$ index for 240 dwarf stars observed in HR mode. The lower envelope determines the locus of “non-rotator” stars.

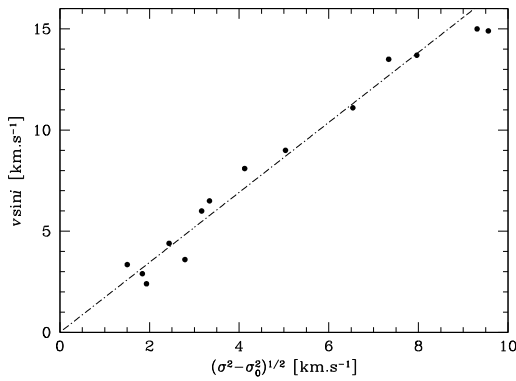


Fig. B.2. Known $v \sin i$ versus measured σ in the HR mode and the adjusted slope.

For that we observed with SOPHIE 14 stars with known $v \sin i$ from the catalog of rotational velocities of F and G stars (Reiners & Schmitt 2003), and we find $A = 1.73$ and $A = 1.64$ for respectively HR and HE mode. Figure B.2 shows the relation obtained between the known $v \sin i$ and the measured σ for the HR mode. We note that this relation is valid up to $v \sin i = 20 \text{ km s}^{-1}$ (Bouvier, private communication). The estimated uncertainty on $v \sin i$ is 1 km s^{-1} .

We find only three values of $v \sin i$ from known planet hosting stars: HD 189733 and HD 80606 from Butler et al. (2006), and HD 17156 from Fischer et al. (2007) with spectroscopic determination that may have its own uncertainty. Their estimations for these stars are about 1.5 km s^{-1} above our estimate. On the other hand, our calibration find a value of 2.6 km s^{-1} for the Sun $v \sin i$. These values are satisfactory for the precision required.

The technique described above represents a simple way of obtaining an estimation of projected rotational velocities for dwarfs, simply as a by-product of the precise RV measurements. In particular, this calibration permits us to obtain quite easily values for the $v \sin i$ for all the stars in the SOPHIE exoplanet search program.

B.2. Calibration of the metallicity

The different SOPHIE masks are mainly built with neutral weak lines. An important quantity of ferric ions increases the absorption coefficient for the lines of these elements. The lines then become deeper and the contrast of the CCF larger. But, the line contrast depends also on the spectral type, measured by the $B - V$

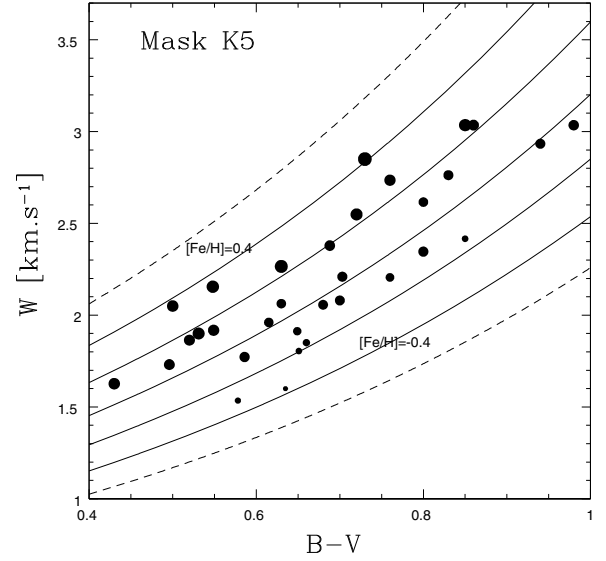


Fig. B.3. Surface of the CCF, W , as a function of the $B - V$ for the K5 correlation mask. The dot size is proportional to the spectroscopic metallicity. The solid lines draw the relationship between the parameters for $[\text{Fe}/\text{H}] = \text{const}$. The fit with an exponential is good in the domain of metallicity but it is obviously wrong for $B - V \geq 1.0$.

for a same luminosity class. The higher is the $B - V$, the lower is the effective temperature and the spectrum has more lines of metallic atoms. In addition, stellar rotation and Doppler shift, related to the relative speed of each atoms, modify the shape of the CCF widening and spreading the line profile but, it does not change the line surface. To take into account the stellar rotation and the macroturbulence at the stellar surface, we computed the total area W of the Gaussian in spite of CCF contrast, $W = \sqrt{2\pi} (\text{contrast}/100)\sigma$ where σ represents the measured Gaussian width of the CCF and the contrast is expressed in percentage, and studied its dependence as a function of the $B - V$ and metallicity. It is expected that the CCF surface grows with metallicity and with the $B - V$.

A unique independent measurements of the metallicity has to be done for the calibration. We used a spectroscopic analysis based on a detailed study of each line (Santos et al. 2004). We determined accurately the $[\text{Fe}/\text{H}]$ of 32 targets covering the $B - V$ and CCF surface domains. The mean uncertainty from the spectroscopic determination is about 0.1 dex.

SOPHIE has two modes of observations (Bouchy et al. 2009b), the HR and the HE mode. Two fibers are used for each mode: one for the star and the other for the sky spectrum or for simultaneous calibration lamp exposure. The CCF surface is independent of the observation mode, provided that the SNR is sufficient (i.e. $\text{SNR} \geq 20$ or $\text{SNR} \geq 100$ for thorium simultaneous mode which produces an important background of scattered light all over the CCD). On the other hand, the CCF contrast, and so the CCF surface, depends on the calibration mask used. We studied SOPHIE masks of spectral type G2 and K5 because the calibration is limited in $B - V$, excluding the coldest and the warmest stars. For the K5 mask, the fit, shown in Fig. B.3, gives:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = 0.2615 + 3.9553 \log W - 2.2606(B - V). \quad (\text{B.4})$$

Samely, for the G2 mask, we obtained:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = -0.9440 + 3.8807 \log W - 1.4992(B - V). \quad (\text{B.5})$$

These calibrations are valid for $0.43 \leq (B - V) \leq 0.98$ and $-0.47 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.44$.

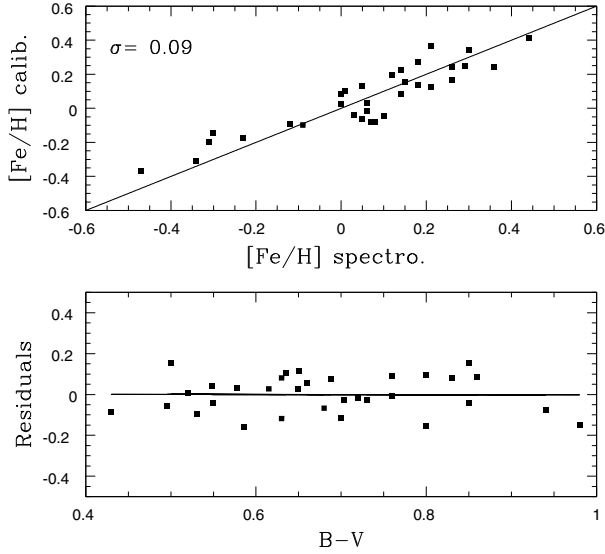


Fig. B.4. *Top:* $[\text{Fe}/\text{H}]$ computed from the calibration as a function of the spectroscopic estimation. The solid line illustrates a 1:1 correlation. *Bottom:* residuals from the calibration as a function of the $B - V$.

We compare the $[\text{Fe}/\text{H}]$ values obtained from the CCF surface and from the spectroscopic analysis in Fig. B.4. The dispersion of the residuals around the zero values is 0.09 dex which is satisfactory given the spectroscopic uncertainty. We do not observe any trend with the stellar temperature or $B - V$ as shown in Fig. B.4. Our calibration is in agreement with others spectroscopic determination of the metallicity: Sousa et al. (2006), Sousa et al. (2008), Gonzalez et al. (2007), and Fischer & Valenti (2005) as shown in Fig. B.5.

The tool included in the SOPHIE data reduction software allows an immediate estimation of the $[\text{Fe}/\text{H}]$ of the star with a good approximation (± 0.09 dex). Our aim is to have a quick estimate of the target metallicity to focus our planet-search survey around over-metallic stars. One goal of the program is to find new hot-Jupiters known to be more prevalent around metal-rich stars (e.g., Santos et al. 2004, 2005).

Appendix C: Determination of $\log R'_{\text{HK}}$ from the SOPHIE spectra

The SOPHIE spectra, with a bandpass from about 3900 Å to 6800 Å, include both Calcium II H and K resonant lines centered at 3968.49 Å and 3933.68 Å respectively. These lines are widely used indicators of stellar magnetic activity. In Fig. C.1 are plotted two high-SNR SOPHIE spectra of the Ca II lines central region for the chromospherically active star HD 131156 and the inactive HD 187013. An active star for which spots and plages are present on the photosphere is characterized by an emission in the center of the absorption line (e.g. Boisse et al. 2009).

The stellar activity is parametrized by an index created by Wilson (1968) defined by the ratio between the emitted flux in the center of the lines and the continuum flux. The S-value is defined by the measure of the quotient of the flux in two triangular bandpasses centered on the H and K emission cores and two continuum regions on either side. We define our Ca II H&K index following the Mt. Wilson S_{MW} index (Baliunas et al. 1995; Boisse et al. 2009):

$$\text{Index} = \frac{H + K}{B + V} \quad (\text{C.1})$$

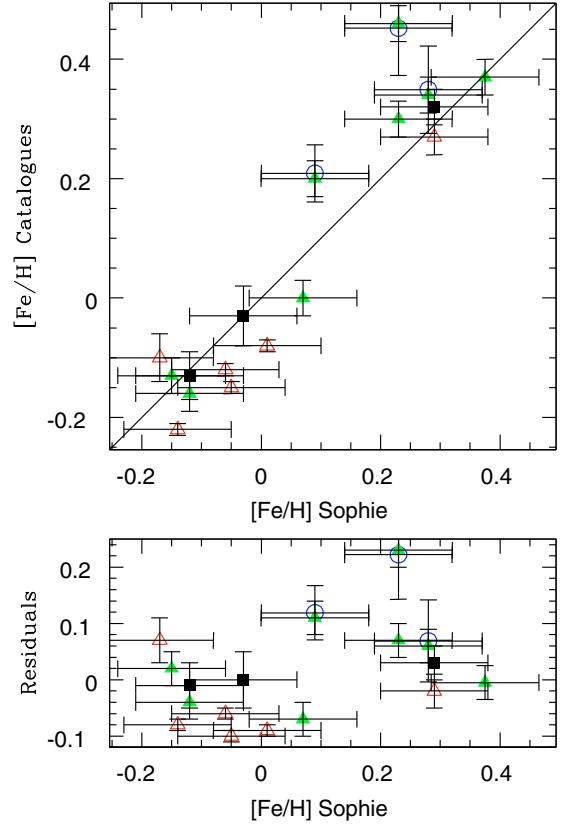


Fig. B.5. *Top:* $[\text{Fe}/\text{H}]$ from others estimations from spectroscopic analyses: Sousa et al. (2006) (black squares), Sousa et al. (2008) (red open triangles), Gonzalez et al. (2007) (blue circle), and Fischer & Valenti (2005) (filled green triangles) as function of those from SOPHIE calibration. The solid line illustrates a 1:1 correlation. *Bottom:* residuals from the top panel as a function of $[\text{Fe}/\text{H}]$ from SOPHIE calibration. The rms of the residuals is 0.09 dex.

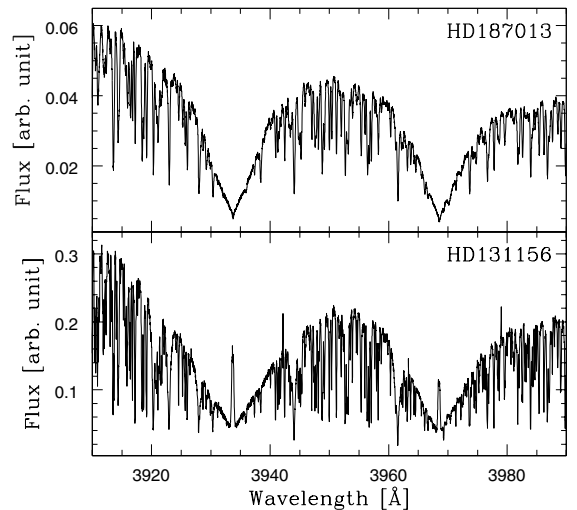


Fig. C.1. Two SOPHIE spectra of the region of the CaII H and K lines between 3900 and 4000 Å. *Top:* non active star. *Bottom:* active star.

where H and K are the flux measured in the triangular 1.09 Å FWHM window centered on each line of the Ca II doublet, and B and V estimate the continuum on both sides with the flux measured in 20 Å wide windows respectively centered on 3900 Å and 4000 Å. An automatic cut of the cosmic rays are done. Each

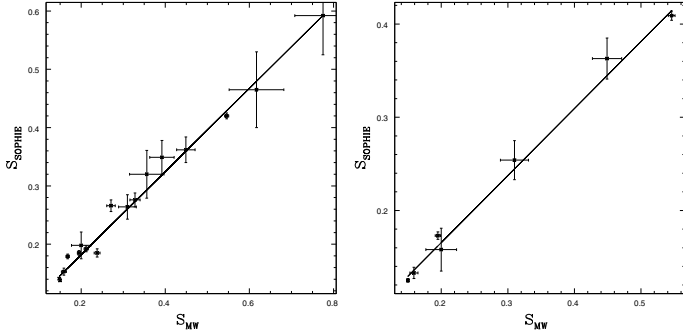


Fig. C.2. Mean S_{SOPHIE} values as a function of the Mount Wilson values from Duncan et al. (1991). The solid line is the best-linear fit to the data. *Left:* HR mode. (rms = 0.012) *Right:* HE mode. (rms = 0.007).

line is located in two consecutive orders of the SOPHIE spectra. For the K line, we average the flux measured in two orders. As one of the H line is located on the edge of the an order where less flux is collected which introduce noise, only the flux measured in the H line of another order is kept.

When studying the Ca II H&K lines in SOPHIE spectra, one must account for the fact that they are located in a spectral region that suffers from contamination from background scattered light. In order to use the signature of flux emitted in the Ca II lines, we estimate a background light level and subtract it from the stellar spectra. For each mode, two fibers are used on SOPHIE, one of which is pointed on the target. The other fiber receives the sky spectrum or is fed with a Thorium-Argon lamp. The background light level of a stellar order is estimated from the same order of the other fiber by fitted a polynomial function on local minima. We put limits on the minimal SNR in the first order ($\lambda \sim 3955 \text{ \AA}$) where both Ca II H&K lines are found to have a good estimation of the activity index. The boundaries are fixed where dependency between SNR and $\log R'_{\text{HK}}$ is no longer observed. If the second aperture received the sky spectrum, the background light level is low and the minimal SNR is equal to 10. When the Thorium-Argon lamp feed the second fiber, the level of background light on the CCD is about 0.1% of the stellar continuum and the minimal SNR to have a reliable value of $\log R'_{\text{HK}}$ is fixed at 30.

We measure a chromospheric index S_{SOPHIE} that is calibrated to the Mount Wilson index S_{MW} by observing calibration stars in HE and HR SOPHIE mode. The Mount Wilson values from Duncan et al. (1991) and our measurements S_{SOPHIE} are listed in Table C.2, available in the electronic form of the paper. Table C.2 contains in its Cols. 1–6, the name of the stars, the S_{MW} value, and its error, the S_{SOPHIE} , and its error, and the SOPHIE observational mode. The mean S_{SOPHIE} values compared with S_{MW} are shown in Fig. C.2 for the set of calibrating stars for both mode of SOPHIE. In HR mode, the best linear fit to the data gives:

$$S_{\text{SOPHIE}} = (0.71 \pm 0.03)S_{\text{MW}} + (0.039 \pm 0.006). \quad (\text{C.2})$$

In HE mode, the relation is:

$$S_{\text{SOPHIE}} = (0.72 \pm 0.02)S_{\text{MW}} + (0.021 \pm 0.006). \quad (\text{C.3})$$

With this index, we can calculate the litterature's index corrected from photospheric emission, R'_{HK} (Noyes et al. 1984). This measure is available only for $0.43 \leq (B - V) \leq 1.2$.

We estimate the uncertainty of our index (± 0.1 dex) with the dispersion on our values for a same star over one year. This dispersion may be due to intrinsic variations of the stellar activity. But, we consider that our main error comes from the subtraction of the background light.

References

- Albrecht, S., Reffert, S., Snellen, I. A. G., & Winn, J. N. 2009, *Nature*, 461, 373
Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 1999, *A&A*, 352, 555
Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
Bakos, G. A., Shporer, A., Pal, A., et al. 2007, *ApJ*, 671, L173
Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1994, *A&AS*, 119, 373
Benz, W., & Mayor, M. 1981, *A&A*, 93, 235
Benz, W., & Mayor, M. 1984, *A&A*, 138, 183
Boisse, I., Moutou, C., Vidal-Madjar, A., et al. 2009, *A&A*, 495, 959
Boisse, I., Bouchy, F., Chazelas, B., et al. 2010a, in *New technologies for probing the diversity of brown dwarfs and exoplanets*, EPJ Web of Conferences, in press [arXiv:1001.0794]
Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2010b, *A&A*, submitted
Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, *A&A*, 374, 733
Bouchy, F., Pont, F., Melo, C., et al. 2005, *A&A*, 431, 1105
Bouchy, F., Queloz, D., Deleuil, M., et al. 2008, *A&A*, 482, 25
Bouchy, F., Isambert, J., Lovis, C., et al. 2009a, in *Astrophysics Detector Workshop*, EAS publication, ed. P. Kern, in press
Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009b, *A&A*, 505, 853
Brown, T. M. 1990, *ASPC*, 8, 335
Butler, R. P., Wright, J. T., Marcy, G. W., et al. 2006, *ApJ*, 646, 505
Cameron, A. C., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2007, *MNRAS*, 375, 951
da Silva, L., Girardi, L., Pasquini, L., et al. 2006, *A&A*, 458, 609
Da Silva, R., Udry, S., Bouchy, F., et al. 2006, *A&A*, 446, 717
Delfosse, X., Forveille, T., Perrier, C., & Mayor, M. 1998, *A&A*, 331, 581
Duncan, D. K., Vaughan, A. H., Wilson, O. C., et al. 1991, *ApJ*, 76, 383
Fischer, D. A., & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
Fischer, D. A., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2007, *ApJ*, 669, 1336
Galland, F., Lagrange, A. M., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, 444, L21
Gonzalez, G., & Laws, C. 2007, *MNRAS*, 378, 1141
Hébrard, G., Bouchy, F., Pont, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 52
Hébrard, G., Bonfils, X., Ségransan, D., et al. 2010a, *A&A*, 513, A69
Hébrard, G., Désert, J.-M., Díaz, R., et al. 2010b, *A&A*, 516, A95
Hunter, T. D., & Ramsey, L. W. 1992, *PASP*, 104, 1244
Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., et al. 2001, *ApJ*, 555, 418
Mayor, M. 1980, *A&A*, 87, L1
Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T., et al. 2009, *A&A*, 507, 487
Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., & Naef, D. 2009, *A&A*, 501, 1161
Mosser, B., Bouchy, F., Martić, M., et al. 2008, *A&A*, 478, 197
Moutou, C., Hébrard, G., Bouchy, F., et al. 2009, *A&A*, 498, L5
Naef, D., Mayor, M., Beuzit, J. L., et al. 2005, in *Stellar Systems and the Sun*, Proceedings of the 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, ed. F. Favata, et al., ESA, SP-560, 833
Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y. 2005, *ApJ*, 622, 1118
Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
Perrier, C., Sivan, J. P., Naef, D., et al. 2003, *A&A*, 410, 1039
Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, ed. I. S. McLean, & M. M. Casali, Proc. SPIE, 7014, 7014J
Pont, F. 1997, Ph.D. Thesis, Geneva University
Pont, F., Hébrard, G., Irwin, J. M., et al. 2009, *A&A*, 509, 695
Queloz, D., Allain, S., Mermilliod, J.-C., et al. 1998a, *A&A*, 335, 183
Queloz, D., Mayor, M., Sivan, J. P., et al. 1998b, in *Brown dwarfs and extrasolar planets*, ed. R. Rebolo, E. L. Martín, & M. R. Z. Osorio, ASP Conf. Ser., 134, 324
Queloz, D., Eggenberger, A., Mayor, M., et al. 2000, *A&A*, 359, 13
Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, *A&A*, 379, 279
Reiners, A., & Schmitt, J. H. M. M. 2003, *A&A*, 398, 647
Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, *A&A*, 361, 265
Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019
Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 415, 1153
Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 493, 639
Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., et al. 2006, *A&A*, 458, 873
Sousa, S. G., Santos, N. C., Mayor, M., et al. 2008, *A&A*, 487, 373
Triaud, A. H. M. J., Collier Cameron, A., Queloz, D., et al. 2010, *A&A*, accepted
Udry, S., & Santos, N. C. 2007, *ARA&A*, 45, 397
Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 390, 267
Udry, S., Mayor, M., & Santos, N. C. 2003, *A&A*, 407, 369
Udry, S., Mayor, M., Benz, W., et al. 2006, *A&A*, 447, 361
van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
Vaughan, A. H., & Preston, G. W. 1980, *PASP*, 92, 385
Wilson, O. C. 1968, *ApJ*, 153, 221
Winn, J. N. 2010 [arXiv:1001.2010]

La publication de cette planète a amené à la première caractérisation de l'effet de seeing dans ce programme (au départ identifié dans le programme haute-précision). Il montre que cet effet est sûrement la limitation principale de SOPHIE pour tous les programmes (en dehors du bruit de photon pour les étoiles faibles ou de la variabilité induite par l'activité). L'installation prochaine d'un nouveau double brouilleur à base de fibres à section octogonale ou carrée devrait améliorer le brouillage des fibres optiques et diminuer cet effet. Pour les objets détectés dans ce programme, on essaye de mettre en place un suivi photométrique pour rechercher un possible transit. La probabilité de transit de ces compagnons à longue période est seulement de l'ordre du pour-cent. Mais certaines planètes doivent être en transit parmi les 350 planètes qui ne sont pas caractérisées comme telles.

La détermination automatique des paramètres de métallicité et d'activité stellaire me permet de faire une première analyse de l'échantillon de ce programme. J'ai collecté les estimations $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour toutes les cibles observées dans ce programme. La figure 3.24 est l'histogramme de ces valeurs pour environ 900 cibles. L'échantillon de départ étant de 2000 objets, ce sous-échantillon n'est pas strictement sans biais (plus d'objets brillants, donc plus d'étoiles précoces). Comme attendue, la distribution est un peu plus métallique (0.1 dex) que pour une estimation de métallicité du voisinage solaire à partir de mesure photométrique (Nordström et al. 2004 ; Holmberg et al. 2007).

J'ai fait le même travail à partir de l'estimateur automatique du $\log R'_{\text{HK}}$. L'histogramme de la Figure 3.25 montre la distribution observée pour environ 900 étoiles. On y voit deux pics qui illustrent le Vaughan-Preston gap (1980) avec un pic des étoiles calmes autour de $\log R'_{\text{HK}} = -5.0$ et celui des plus actives vers $\log R'_{\text{HK}} = -4.5$. Cet histogramme est en accord avec la distribution des étoiles du voisinage solaire de l'hémisphère Nord observé au Mont Wilson (Wright 2004).

Un objectif pour ce programme est d'obtenir des caractéristiques générales de son échantillon dont font partie ces analyses stellaires. Lorsqu'un nombre suffisant de mesures (3 à 4) sera fait sur une majeure partie de l'échantillon, on pourra caractériser la statistique du nombre de planètes détectées.

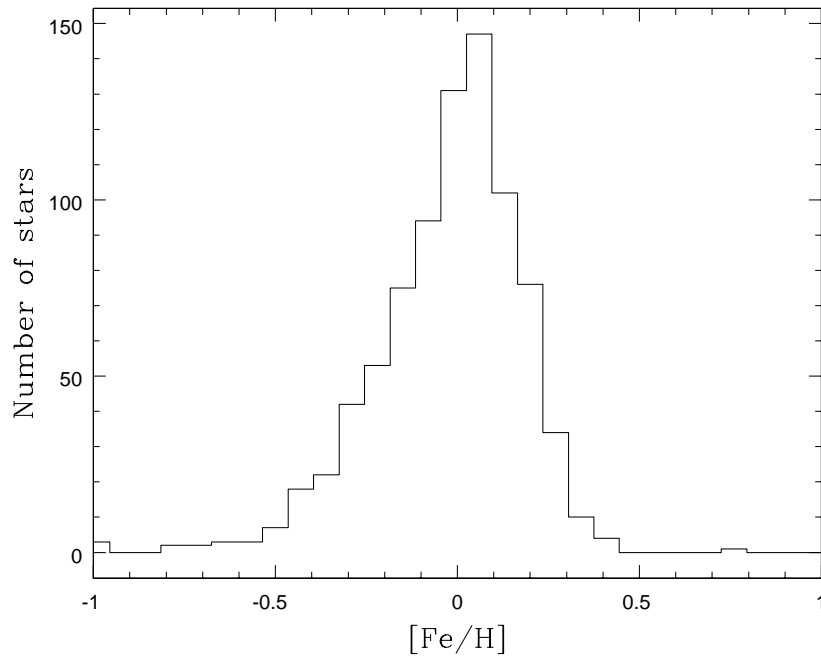


FIG. 3.24 – Histogramme des mesures de métallicité obtenues sur environ 900 étoiles de l'échantillon du SP2 du Consortium SOPHIE.

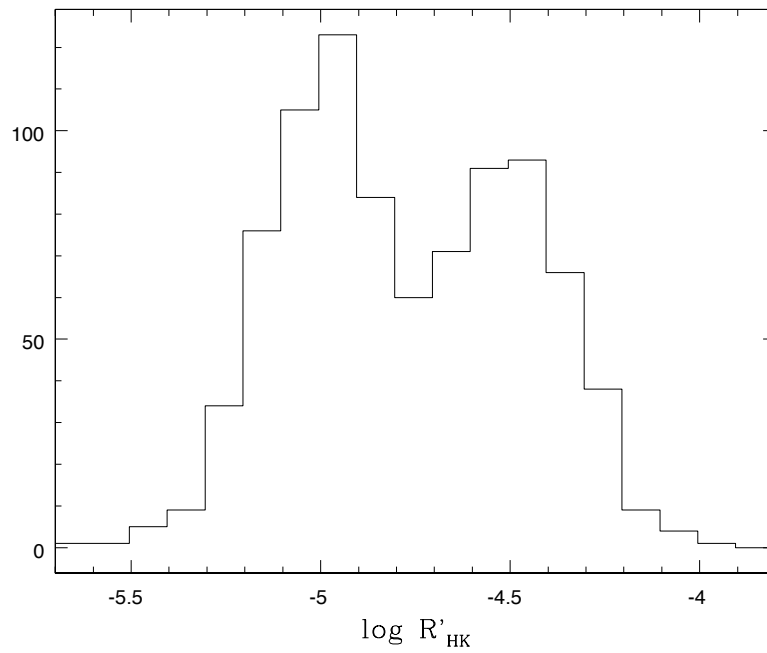


FIG. 3.25 – Histogramme des mesures du $\log R'_{HK}$ obtenues sur environ 900 étoiles de l'échantillon du SP2 du Consortium SOPHIE.

EXTRÊMOPHILES

LE FOND DES OCÉANS EST UNE IMMENSITÉ GARGAIE
ÉCRASÉE PAR D'ÉNORMES PRESSIONS ET QUE N'ATTEINT
JAMAIS LA LUMIÈRE. ON A LONGTEMPS CRU QUE LA
VIE Y ÉTAIT IMPOSSIBLE.

POURTANT, LÀ OÙ SE JOIGNENT LES PLAQUES TECTONIQUES,
SE FORMENT DES CHEMINÉES HYDROTHERMALES... DANS CE
TOUT PETIT PÉRIMÈTRE L'EAU EST PLUS CHAUDE.

CE N'EST PAS GRAND CHOSE, MAIS ÇA CRÉE
UNE OASIS DANS CE DÉSERT DE TÉNÉBRES

ET SUR CES QUELQUES CAILLoux,
LA VIE PROLIFÈRE...

DES ORGANISMES SE DÉVELOPPENT, BASANT LEUR
SURVIE SUR CET ÉQUILIBRE PRÉCAIRE.

ILS NE PEUVENT SURVIVRE QUE SUR
CETTE MINUSCULE FRONTIÈRE

LE MOINDRE CHANGEMENT DE TEMPÉRATURE, LE MOINDRE
ÉVÈNEMENT INHABITUEL MET CET UNIVERS EN PÉRIL

PARFOIS UNE CHEMINÉE S'ARRÊTE, ET TOUT UN
ÉCOSYSTÈME DISPARAIT, ENGLOUTI PAR LES TÉNÉBRES.

TU PARLES D'UNE VIE
DE MERDE POUR CES
BESTIOLES...

Chapitre 4

Suivi et caractérisation des planètes en transit

Sommaire

| | | |
|------------|---|------------|
| 4.1 | Détection des planètes en transit | 145 |
| 4.2 | Le suivi SuperWASP | 148 |
| | Présentation du relevé | 148 |
| | Analyse des candidats Nord avec SOPHIE - Campagne 2009 | 148 |
| 4.3 | L'effet Rossiter-MacLaughlin | 152 |
| | Détection par mesures de VR | 152 |
| | Détection par modélisation de la CCF | 152 |
| 4.4 | Programme de caractérisation des Jupiters en transit du Consortium SO-PHIE | 155 |
| | Caractérisation de l'excentricité | 155 |
| | Observation de l'effet RM | 155 |
| 4.5 | Les atmosphères planétaires | 158 |
| | Recherche d'atmosphère à partir de spectres mesurés du sol | 158 |
| | Eclipse de Lune pour l'observation de l'atmosphère terrestre | 159 |
| 4.6 | Conclusion | 159 |

4.1 Détection des planètes en transit

La recherche de transit est actuellement la deuxième méthode la plus efficace pour trouver des planètes. A ce jour, environ 70 systèmes exoplanétaires en transit ont été identifiés avec des planètes allant de plusieurs masses de Jupiter aux super-Terres. Pendant ces dix dernières années, le nombre de planètes en transit n'a cessé d'augmenter, avec un taux de découvertes de plus en plus important, signe de la maturité des différents relevés dans leurs techniques et leurs logiciels de recherche. Ces projets se font du sol avec, entre autres, XO, HAT, TrES ou WASP, et depuis l'espace avec les satellites CoRoT et Kepler.

Ces relevés mesurent le flux photométrique des étoiles pour détecter les diminutions de lumière périodiques dues aux transits planétaires. Quand une planète passe devant son étoile, elle bloque temporairement une partie du flux lumineux. La luminosité apparente de l'étoile en fonction du temps est ce que l'on appelle la courbe de lumière dont la forme dépend principalement de la période orbitale, du paramètre d'impact et de la taille de la planète. Le paramètre d'impact est la distance minimale entre le centre de l'étoile et la trajectoire de la planète en unité de rayon stellaire. La baisse de luminosité, aussi appelée

profondeur du transit, est proportionnelle au rapport au carré des rayons de l'étoile et de la planète, soit, pour une étoile de type solaire, de l'ordre du pourcent pour une planète jovienne et de 0.01% pour une planète de rayon terrestre. On détermine la densité stellaire à partir de la courbe de transit et on utilise celle-ci en supplément des paramètres stellaires connus pour contraindre la masse et le rayon stellaire, ce qui permet de mesurer le rayon de la planète. Pour un développement complet de la caractérisation du transit, je renvoie le lecteur vers Winn (2010).

La probabilité d'un transit est faible, elle se calcule géométriquement :

$$p = \frac{R_* + R_p}{a} \frac{1 + e \sin \omega}{1 - e^2}, \text{ qui s'approxime par } p \sim \frac{R_*}{a} \sim 0.005 \frac{R_*}{R_\odot} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

Elle dépend essentiellement de l'inverse du demi-grand axe a , ainsi cette technique est biaisée vers les objets à courtes périodes. Ceci est illustré dans le diagramme masse-période des exoplanètes en transit de la Figure 4.1¹. Les études complètes d'échantillons en VR (Marcy et al. 2005 ; Udry et al. 2006) estiment une probabilité inférieure au pourcent pour la présence d'un Jupiter chaud et celui-ci a environ une probabilité de transit de 10%, il faut donc observer un grand nombre d'étoiles pour espérer trouver un transit planétaire. De fait les grands programmes de recherche de planètes par transit observent plusieurs dizaines de milliers d'étoiles.

Des mesures de VR sont nécessaires pour établir le caractère planétaire de ces objets, c'est-à-dire pour rejeter les configurations uniquement dues à des objets stellaires et pour déterminer la masse du compagnon si celui-ci s'avère être planétaire.

En réalité, en se basant sur les statistiques théoriques (Brown 2003) et sur l'expérience des campagnes de suivi de transit (Alonso et al. 2004 ; Bouchy et al. 2005a ; Pont et al. 2005 ; O'Donovan et al. 2006), seuls un certains pourcentage des candidats photométriques s'avèrent être des objets planétaires. Ce pourcentage varie en fonction de la résolution spatiale du relevé photométrique et s'il y a eu un tri préliminaire des étoiles. Par exemple dans le cas de CoRoT, 10% des candidats sont des objets planétaires. Environ 10% des candidats sont des binaires à éclipses rasantes, 20% sont dues à des binaires dont l'un des composants est une naine M ou une naine brune en transit, 20% sont des binaires à éclipses en arrière de l'étoile observée mais dont le signal est confondu avec celui de la cible et 20% sont des binaires à éclipses non résolues. Environ 20% des cas sont non élucidés dont une partie parce que les VR ne peuvent être efficaces qu'avec des étoiles entre les types spectraux F5 et M5. Le relevé WASP arrive à ce qu'environ 20% des candidats soient des objets planétaires.

Les candidats sont détectés en photométrie avec leur paramètres de transit dont une période P et une phase T_{transit} , avec $T_{\text{transit}} = T_0 + 0.25 \times P$ pour une orbite circulaire et où T_0 correspond à la phase où la VR est maximale. Les mesures de VR sont faites, en premier lieu, aux phases où les VR sont maximales et minimales. La première mesure rejette les cas de binaires spectroscopiques (le spectre mesuré est clairement identifié comme la somme de contributions de deux étoiles) et les cas où le type stellaire de l'étoile ne permet pas de faire des mesures de VR. Les binaires non résolues sont rejetées à la deuxième pose caractérisées par des amplitudes de variations de VR de l'ordre de plusieurs kms^{-1} . Les mesures suivantes s'attachent à couvrir l'orbite pour résoudre le système en évitant les phases où le décalage en VR est nul. L'analyse du bissecteur et la corrélation du spectre avec plusieurs masques de type spectral différents sont utilisés pour identifier les cas où les spectres de plusieurs étoiles sont mélangés (chapitre 2).

La combinaison des VR et des courbes photométriques donne à la planète une masse

¹voir note de bas de page p.14

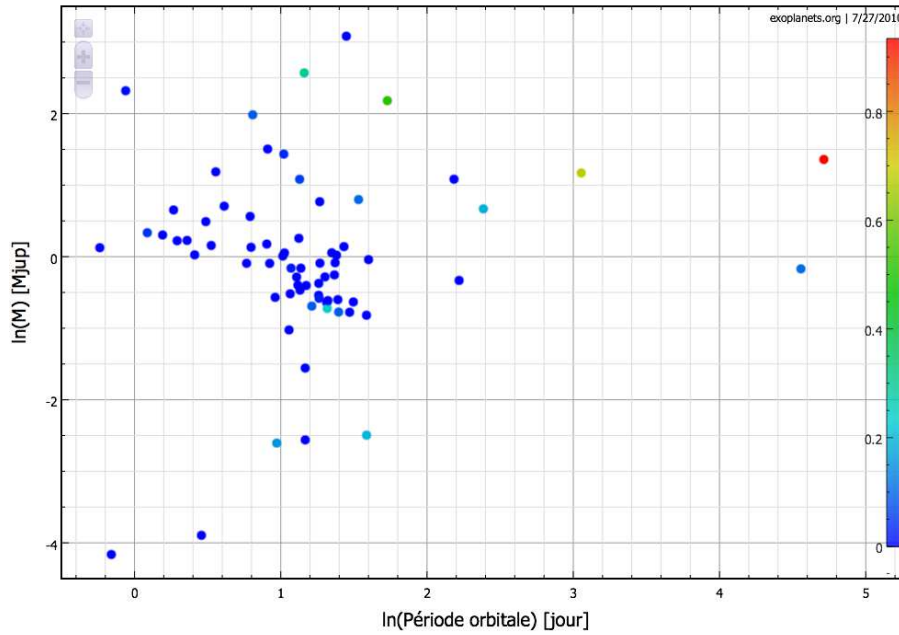


FIG. 4.1 – Diagramme masse-période en échelle logarithmique népérien des exoplanètes détectées en transit. L'échelle de couleurs indique l'excentricité de l'orbite planétaire. La plupart des exoplanètes en transit ont une période inférieure à $\exp(2) = 7.4$ j.

réelle, *via* la détermination de l'angle d'inclinaison du système par rapport à la ligne de visée, alors proche de 90° . Par ailleurs la photométrie donne une mesure du rayon et on peut donc en déduire la densité moyenne de la planète. En construisant des diagrammes masses-rayons des objets planétaires en transit, on vérifie les modèles de structure planétaire. Le suivi spectroscopique des transits permet de déterminer des caractéristiques de l'orbite du système, via l'effet Rossiter-MacLaughlin (RM ; cf. section 4.3). La mesure de l'effet RM donne la valeur de l'angle entre la projection sur le plan du ciel des axes de rotation (étoile) et orbital (planète), ainsi que le sens de révolution de la planète par rapport au sens de rotation de l'étoile (prograde ou rétrograde). Les variations temporelles des paramètres du transit indiqueraient la présence d'autres corps dans le système. En utilisant la spectroscopie différentielle en dehors et pendant le transit, on peut déterminer la présence de certains composants de l'atmosphère de la planète. On dérive aussi des informations spectrales quand la planète est éclipsée par son étoile par soustraction du flux pendant l'anti-transit (étoile seule) de celui en dehors de l'anti-transit (étoile et planète).

Ce chapitre expose des travaux auxquels j'ai participé autour de l'observation des transits. La première partie décrit mon implication dans le suivi des candidats du relevé WASP avec SOPHIE. Dans la deuxième section, j'explique ce qu'est l'effet RM et comment on peut le mesurer. Les résultats du programme de caractérisation des Jupiters en transit du Consortium SOPHIE pour les mesures d'excentricité et d'effet RM sont décrits dans la troisième partie. La quatrième et dernière partie s'attache à la recherche de signatures de composants des atmosphères exoplanétaires dans des spectres à haute-résolution mesurés depuis le sol.

4.2 Le suivi SuperWASP

Présentation du relevé

WASP est l'acronyme du Consortium de Wide Angle Search for Planets, groupe de chercheurs provenant de huit institutions : l'Institut d'Astrophysique des Canaries, l'ING (Isaac Newton Group of telescope), l'Open University et les Universités de Keele, Leicester, Cambridge, Queen's de Belfast et de St Andrew's. Le projet WASP est constitué de deux instruments robotiques identiques qui opèrent continuellement toute l'année. L'un est installé dans l'hémisphère Nord à l'ING à La Palma, et l'autre dans l'hémisphère Sud au SAAO (South Africa Astronomical Observatory) en Afrique du Sud. Chaque télescope WASP est composé de 8 caméras grand champ observant dans le visible entre 400 et 700 nm dont l'angle de vue total est de presque 500 degré carré. Avec une précision de 0.004 (0.01) mag sur les étoiles de magnitude $V = 9.5$ (12.3), le relevé WASP est capable de détecter des signatures de transits planétaires dans l'observation de centaines de milliers d'étoiles. Pollacco et al. (2006) donne une description complète de la mécanique du télescope, de la stratégie observationnelle et de la réduction des données.

La réduction automatique des données reconnaît un transit dont les caractéristiques sont compatibles avec ceux d'un transit planétaire. La courbe de lumière est soumise à plusieurs tests pour éviter les cas stellaires (Cameron et al. 2006). Cette stratégie de filtrage permet d'optimiser et d'augmenter le taux de découverte et de réduire le taux de fausses alarmes de façon à ne garder que les candidats les plus prometteurs pour le suivi en VR à haute-précision. Le candidat est aussi observé par d'autres instruments : spectroscopie à basse résolution pour rejeter les cas de binaires évidents pour lesquels une précision de l'ordre du kms^{-1} est suffisante, images à haute-résolution pour résoudre les différentes étoiles comprises dans la fenêtre photométrique des caméras WASP, images à haute-résolution angulaire pour chercher à imager le compagnon (avec des observations hors-transit), photométrie à haute-résolution pour bien caractériser la courbe de lumière. La spectroscopie à haute-résolution établit finalement le caractère planétaire du candidat et mesure sa masse. Ce suivi en spectroscopie Doppler à haute-résolution utilise, entre autres, les instruments SOPHIE au télescope d'1.93m à l'OHP, HARPS au 3.6m à LaSilla, CORALIE sur Euler à LaSilla et FIES au Nordic Optical Telescope à La Palma.

WASP a conduit à la découverte de 26 planètes, soit environ 30% des exoplanètes en transit connues à ce jour. Parmi celles-ci, plusieurs détectations ont été faites avec des mesures SOPHIE : Cameron et al. (2007) pour WASP-1b et 2b, Pollacco et al. (2008) WASP-3b, Christian et al. (2009) WASP-10b, Hebb et al. (2009) WASP-12b, Skillen et al. (2009) WASP-13b et Joshi et al. (2009) WASP-14b. Je suis associée à la découverte de WASP-21b par **Bouchy et al. (2010) [15]**. C'est une planète de la masse de Saturne orbitant en 4.32 jours autour d'une étoile naine de type G3. Cette étoile semble faire partie du disque épais de la Galaxie de part ses propriétés cinématiques, sa faible métallicité, ses mesures d'abondance et l'estimation de son âge. WASP-21b fait partie de ces planètes de très faible densité $\rho_P = 0.24 \rho_{\text{Jup}}$ dont les mécanismes expliquant un tel rayon sont mal compris.

Analyse des candidats Nord avec SOPHIE - Campagne 2009

J'ai participé aux travaux de suivi en VR de candidats WASP-Nord avec SOPHIE. Après avoir conduit une campagne d'observation au télescope, j'ai analysé les mesures de VR et les paramètres qui en dérivent, le bissecteur et la corrélation avec d'autres masques pour résoudre les causes des observations de transits.

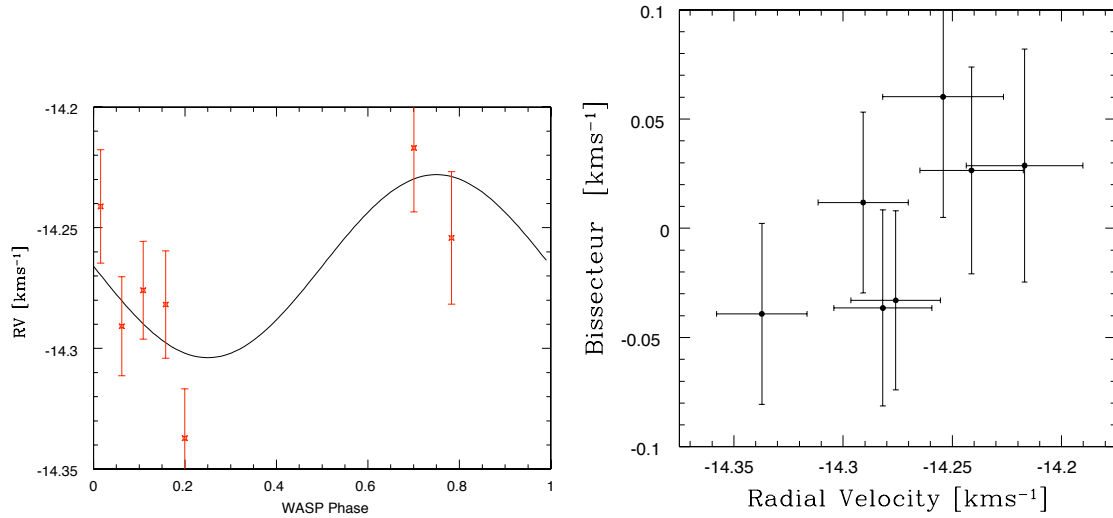


FIG. 4.2 – *A gauche* : VR en fonction de la phase déterminée par la photométrie du candidat 1 WASP. *A droite* : La Figure du bissecteur en fonction de la VR a la même échelle en x et en y illustrant la corrélation entre les paramètres, signe que l’on a affaire à un blend.

TAB. 4.1 – Variation maximale des VR et de la masse ajustée du candidat 1 WASP en fonction du masque de corrélation utilisé pour calculer les VR.

| Masque | $\Delta\text{VR} [\text{ms}^{-1}]$ | $M_P [M_{\text{Jup}}]$ |
|--------|------------------------------------|------------------------|
| F0 | 87 ± 30 | 0.12 ± 0.07 |
| G2 | 120 ± 30 | 0.22 ± 0.07 |
| K5 | 148 ± 30 | 0.28 ± 0.08 |
| M5 | 280 ± 30 | 0.50 ± 0.09 |

On note que ces étoiles étant de grandes magnitudes sont observées dans le mode HE de SOPHIE qui ne présente pas d’effet de seeing.

Candidat 1 WASP La Figure 4.2 montre les mesures de VR obtenues avec SOPHIE mises en phase avec les valeurs déterminées par la photométrie et le bissecteur en fonction des VR. J’ai corrélé les spectres avec les différents masques disponibles sur SOPHIE (Table 4.1). On observe que l’amplitude des variations de VR, et donc la masse de l’objet supposée varie. La corrélation bissecteur-VR et la variation de l’amplitude des VR avec le masque de corrélation permettent de conclure que ce candidat est une binaire à éclipses en arrière de l’étoile principale.

Candidat 2 WASP Ce candidat présente un transit qui suppose une planète de rayon de $1.01 \pm 0.06 R_{\text{Jup}}$ autour d’une étoile de type K avec une période de 5.5 jours. Une première série d’observations SOPHIE en 2008 est en accord avec un objet de faible masse (Figure 4.3). La deuxième série d’observations, faite l’année suivante, est décalée d’une centaine de ms^{-1} . Les observations ont lieu en mode Haute Efficacité (cf. chapitre 1) et son origine peut être instrumentale. En soustrayant une pente linéaire, on peut combiner les deux ensembles de données en fonction de la phase déterminée par WASP. Les données de 2009 ne montrent pas de variation de VR. Elles ont été faites pendant des nuits consécutives et ne doivent pas souffrir de l’effet instrumental. Les bissecteurs s’avèrent pour les séries

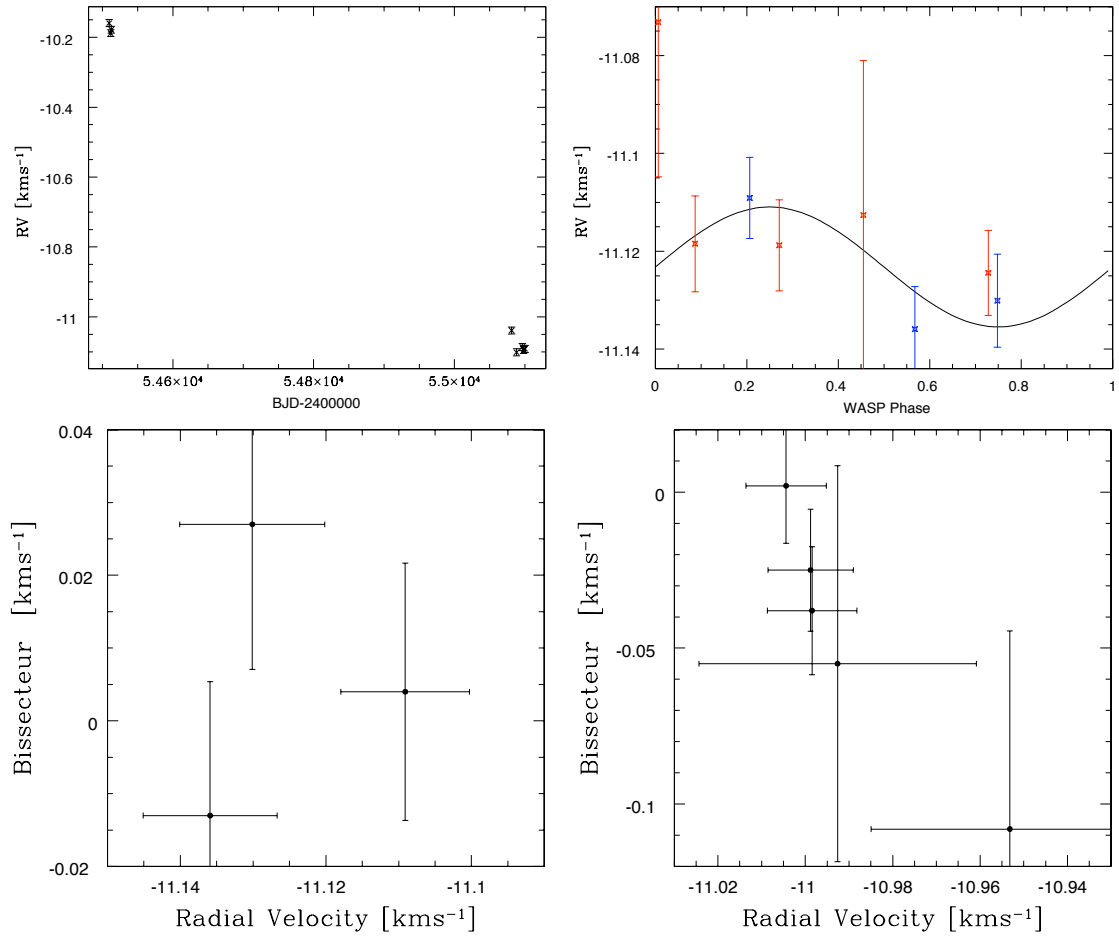


FIG. 4.3 – *A haut à gauche* : Mesures de VR SOPHIE du candidat 2 WASP. *En haut à droite* : Mesures de VR SOPHIE du candidat 2 WASP en 2008 (bleu) et en 2009 (rouge). La courbe noire indique l'orbite ajustée à partir des mesures de 2008. Les mesures de 2009 ne sont pas en accord. *En bas* : La dispersion importante du bissecteur pour les deux séries de mesures (2008, à gauche et 2009 à droite) donne plutôt à penser qu'il s'agit d'un système triple.

d'observations plus variables que les VR. Ce cas n'est pas évident à interpréter. Il pourrait s'agir d'une planète de petite masse, ce qui pourrait être le cas d'un Jupiter "gonflé". Mais la variabilité du bissecteur amène à conclure qu'il s'agit plus probablement d'un système triple.

Candidat 3 WASP Ce candidat présente des variations de VR mesurée par SOPHIE indiquant un objet de $2.5 M_{\text{Jup}}$ (Figure 4.4) sur une orbite avec une petite excentricité. Le bissecteur en fonction des variations de VR est plat en accord avec une cause planétaire et la corrélation des spectres avec plusieurs masques ne montre pas de variations significatives (Table 4.2). Des données de VR provenant du FIES sur le NOT sont en accord avec ceux de SOPHIE. Le transit indique un rayon de l'ordre de $1.2 R_{\text{Jup}}$ et une période 4.6 jours. Les images prises en AO montrent une étoile seule. La publication de cette planète WASP a été retardée, un programme concurrent ayant déjà annoncé la découverte de cette planète début 2010.

A travers l'étude de ces trois candidats, on montre la nécessité des mesures de VR pour caractériser les transits détectés par les programmes photométriques. Ces trois exemples

TAB. 4.2 – Variation non significative de l’amplitude des VR et de la masse ajustée du candidat 3 WASP en fonction du masque de corrélation.

| Masque | $\Delta VR [ms^{-1}]$ | $M_P [M_{Jup}]$ |
|--------|-----------------------|-----------------|
| F0 | 231 ± 8 | 2.53 ± 0.21 |
| G2 | 229 ± 8 | 2.50 ± 0.21 |
| K5 | 230 ± 8 | 2.50 ± 0.20 |
| M5 | 197 ± 8 | 2.42 ± 0.20 |

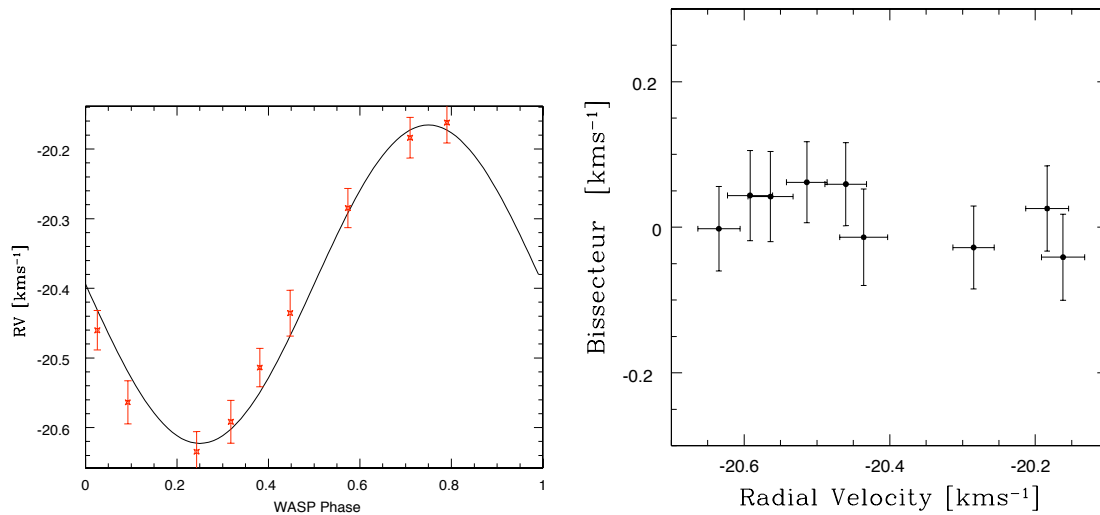


FIG. 4.4 – *A gauche* : VR en fonction de la phase déterminée par la photométrie du candidat 3 WASP. *A droite* : La Figure du bissecteur en fonction de la VR à une même échelle en x et en y illustrant la stabilité du bissecteur par rapport aux variations de VR.

montrent une courbe de lumière dans les données WASP en accord avec le transit d'un objet planétaire devant une étoile de type solaire. L'analyse des mesures de VR permet de rejeter les cas dus à des systèmes binaires ou triples, et seules ces mesures de VR déterminent la masse de l'objet en transit.

4.3 L'effet Rossiter-MacLaughlin

Détection par mesures de VR

Si l'on mesure la VR de l'étoile au cours du transit, on observe ce que l'on appelle l'effet Rossiter-MacLaughlin (RM) qui est une anomalie en VR. L'effet est dû principalement à la rotation de l'étoile sur elle-même : la lumière qui provient de la moitié de l'étoile qui s'approche de l'observateur est décalée vers le bleu, tandis que l'autre moitié est décalée vers le rouge. En dehors du transit, la rotation amène donc un élargissement des raies spectrales. En revanche, quand la planète passe sur le disque et masque du flux de la partie décalée vers le bleu, l'ensemble du flux stellaire paraît alors décalé vers le rouge, et vice versa. C'est le même principe, à un effet de projection près, que l'effet de VR créé par les taches sombres ou les plages brillantes à la surface de l'étoile (cf. chapitre 2).

L'observation de ce décalage en VR permet de contraindre l'angle projeté sur le ciel entre le spin de l'étoile et le plan de l'orbite planétaire noté λ (Figure 4.5). Il donne aussi une mesure de la vitesse de rotation projetée de l'étoile, le $v \sin I$ de l'étoile. Pour résoudre ψ l'angle entre le spin de l'étoile et le plan de l'orbite planétaire dans l'espace en trois dimensions, il manque l'information de l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à la ligne de visée I car l'angle d'inclinaison de l'orbite par rapport à la ligne de visée i est contraint par le transit. D'autres observations du $v \sin I$, de la période de rotation ou de l'âge de l'étoile peuvent donner des indications sur cet angle I qui permette de mieux contraindre l'angle réel ψ (e.g. Schlafman 2010).

Détection par modélisation de la CCF

Plusieurs formulations de l'effet RM par développement semi-analytique ont été avancées par Ohta, Taruya & Suto (2005), Giménez (2006) et Hirano et al. (2010). Triaud et al. (2009), dans l'analyse de transits de HD 189733 mesurés avec HARPS, remarquent un effet systématique dans ces solutions semi-analytiques ainsi qu'une surestimation du $v \sin I$. **Simpson et al. (2010) [10]** notent aussi une anomalie qui tend à surestimer le $v \sin I$ de l'étoile. On cherche une autre méthode pour mesurer l'anomalie de vitesse de l'effet RM puisqu'il provient d'une déformation de la raie qui contient beaucoup plus d'information que la seule mesure de VR. La Figure 4.6 illustre par exagération la déformation de la CCF par le transit planétaire. Cameron et al. (2009) proposent de modéliser la CCF observée. Le modèle stellaire qui ne varie pas pendant tout le transit est la convolution d'un profil de rotation avec un effet d'assombrissement centre-bord et d'une gaussienne qui représente le profil de raie moyen photosphérique. La largeur de la gaussienne sans élargissement correspond à la résolution de l'instrument. Le résultat de la soustraction de ce modèle à la CCF pendant le transit est dû à l'effet de la planète bloquant le flux stellaire. La planète étant trop petite pour être résolue, le modèle planétaire est une gaussienne en émission de largeur égale à celle de la résolution de l'instrument. Après soustraction du modèle stellaire, on obtient la signature de la planète qui se décale au cours du transit devant des zones de vitesse différentes de l'étoile en rotation (Figure 4.7). Le déplacement de cette gaussienne

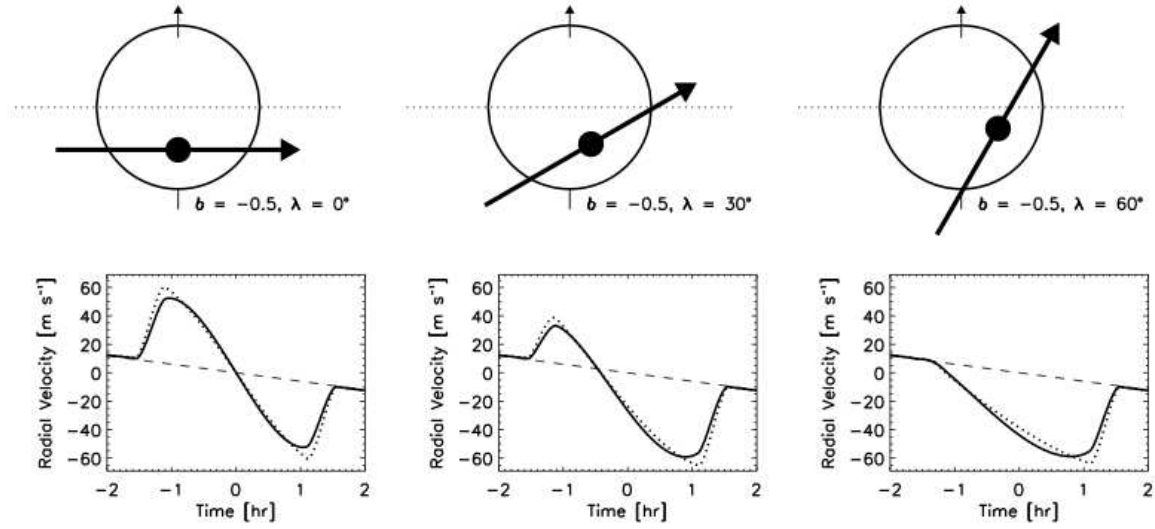


FIG. 4.5 – Illustration de la sensibilité de l’effet RM à l’angle λ , projection dans le plan du ciel de l’angle entre les axes de rotation de l’étoile et de l’orbite planétaire. Trois configurations différentes, avec le même paramètre d’impact et qui produisent la même courbe de lumière, sont montrées avec la signature correspondante de l’effet RM. La courbe en pointillé (en plein) néglige (prend en compte) l’effet d’assombrissement centre-bord. Figure extraite de Gaudi & Winn (2007)

en émission dans le modèle stellaire permet de caractériser l’angle d’alignement λ et de mesurer indépendamment le $v \sin I$ de l’étoile.

Cet outil a été codé par A. Lecavelier des Etangs et S. Lequeux pour ajuster les paramètres de HD 189733 et les comparer aux résultats de Cameron et al. (2009). Les paramètres obtenus sur le $v \sin i$, le rayon de la planète et l’angle λ de l’inclinaison du système sont en bon accord. Entre les deux transits mesurés à un an d’intervalle, on observe une petite différence dans l’estimation du paramètre d’angle qui pourrait être due aux changements de niveau d’activité de l’étoile.

Cette méthode obtient des paramètres très précis et permet de mesurer indépendamment l’angle d’alignement et la vitesse de rotation projetée de l’étoile contrairement au développement semi-analytique. De plus, on n’observe pas de systématique dans la mesure du $v \sin I$. Cette méthode permet également de mesurer l’effet RM pour les rotateurs rapides et pour les étoiles chaudes ayant peu de raies (Cameron et al. 2010). Pour ces dernières, on note que la méthode de Chelli (2000) et Galland et al. (2005) serait aussi applicable.

Le deuxième objectif de ce travail est de tester la possibilité d’observer l’effet RM différentiel. Il consiste à mesurer un rayon planétaire différent en fonction de la longueur d’onde observée. Cela permettrait d’identifier des composants atmosphériques de l’exoplanète qui n’absorbent pas à la même hauteur de l’atmosphère.

Je projette aussi de tester cet outil pour étudier la déformation des raies due aux taches stellaires. Les taches ont le même effet sur la CCF que la planète pendant le transit. Cette méthode est donc une piste pour mesurer la VR indépendamment de l’activité stellaire.

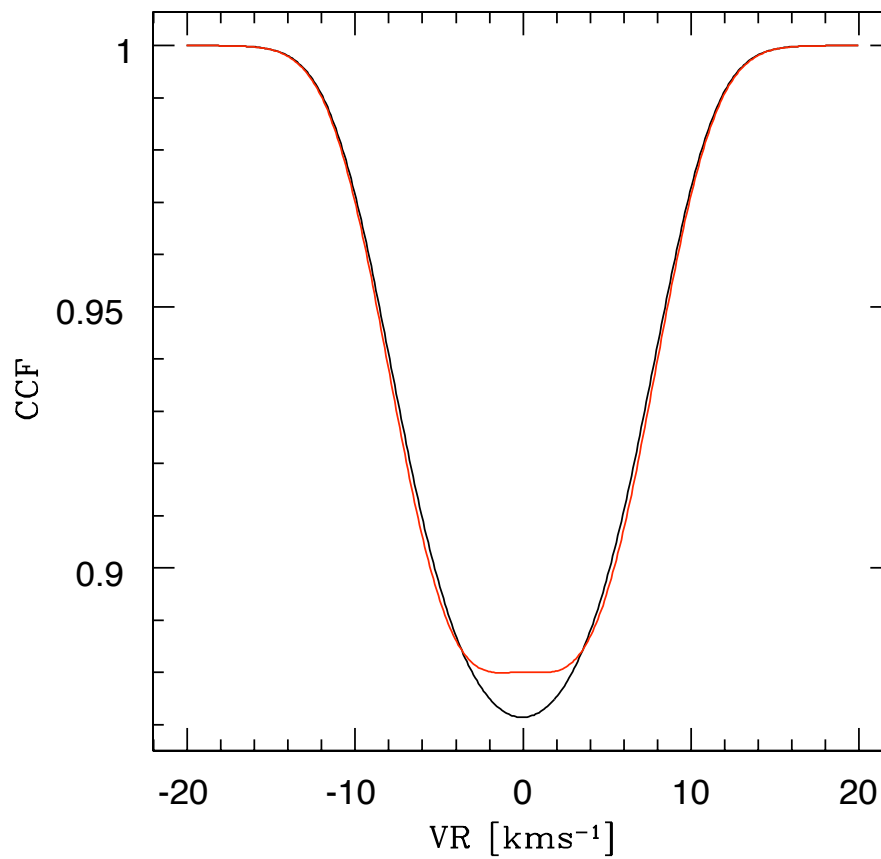


FIG. 4.6 – Illustration exagérée de la déformation de la CCF induite par le passage de la planète devant son étoile.

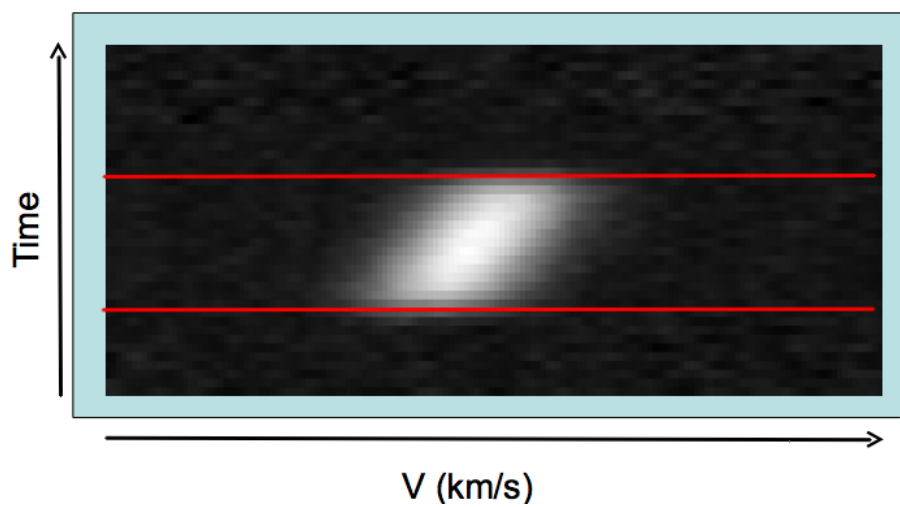


FIG. 4.7 – Déformation due à la planète dont le signal se décale au cours du temps illustrant le passage de la planète devant des zones de vitesse différentes de l'étoile en rotation. Les lignes rouge marquent le début et la fin du transit. Figure de A. Lecavelier des Etangs

4.4 Programme de caractérisation des Jupiters en transit du Consortium SOPHIE

Ce programme du Consortium SOPHIE est associé à celui de recherche de Jupiters chauds décrit dans le chapitre précédent (section 3.4). Il s'applique à caractériser les objets déjà découverts en transit. Il consiste à faire un suivi sur le long terme pour chercher d'autres compagnons dans ces systèmes et caractériser l'excentricité des orbites publiées. Ce programme a aussi réussi à mesurer l'effet RM pour un grand nombre de système.

Caractérisation de l'excentricité

En améliorant la détermination de l'excentricité des exoplanètes en transit connues, on étudie les forces de marée entre la planète et son étoile et on comprend mieux l'évolution dynamique des orbites planétaires. Les objets découverts en transit ont souvent peu de mesures de VR. Ces mesures ont juste permis de contraindre la masse du compagnon mais son excentricité était souvent fixée à zéro. Il est pourtant intéressant de savoir si ces planètes à périodes courtes sont complètement circularisées.

Husnoo et al. (2010) [13] améliorent les connaissances des excentricités de WASP-12b et de WASP-14b avec de nouvelles mesures SOPHIE. Ces deux étoiles abritent des planètes à courtes périodes, respectivement de 1.09 et 2.24 jours. Les orbites publiées de ces deux planètes proposaient des excentricités faibles mais significatives, respectivement 0.049 ± 0.015 et 0.091 ± 0.003 . Les observations SOPHIE supplémentaires montrent que l'excentricité de WASP-12b est sûrement fautive avec une nouvelle valeur de $e = 0.017^{+0.015}_{-0.010}$, en accord avec la valeur de Lopez-Morales et al. (2009) obtenue à partir de la détection de l'anti-transit. Par contre, l'excentricité de WASP-14b est confirmée avec $e = 0.017 \pm 0.003$.

Ce travail confirme la détection d'une faible excentricité pour un Jupiter chaud. La circularisation n'a pas eu complètement lieu dans ce système au contraire de la majeure partie des Jupiters chauds. WASP-14 est alors un système intéressant pour contraindre les scénarios d'évolution des orbites planétaires qui sont en interactions fortes avec leur étoile.

On remarque cependant que l'on diminue très peu l'incertitude sur la mesure de l'excentricité avec une quinzaine de mesures de VR supplémentaires. Une petite excentricité est très difficile à mesurer avec les VR et il est beaucoup plus efficace de la mesurer par l'observation du transit et de l'occultation (bien que cette observation contraigne surtout $e \cos \omega$). On avait déjà fait cette remarque dans le travail sur HD 189733 pour laquelle on avait combiné toutes les mesures de VR publiées pour contraindre l'excentricité de l'orbite (section 2.3).

Observation de l'effet RM

On a vu dans la section précédente que l'observation de l'effet RM permet de contraindre la projection sur le plan du ciel entre l'axe du plan orbital et celui de la rotation de l'étoile. Les mesures de l'effet RM qui sont faites dans ce programme utilisent un ajustement semi-analytique à partir des mesures de VR.

Jusqu'en 2008, toutes les observations de transits spectroscopiques révèlent des systèmes alignés : e.g. HD209458 (Queloz et al. 2000), HD189733 (Bouchy et al. 2005c), HAT-P-2 (Winn et al. 2007 ; Loeillet et al. 2008 [1]), WASP-3b (Simpson et al. (2010) [10]). Ceux-ci sont en accord avec ce que l'on attend d'une planète formée loin de l'étoile dans un disque protoplanétaire et qui migre lentement vers le centre du système grâce aux interactions gravitationnelles avec le disque protoplanétaire. Par exemple, HAT-P-2b est un Jupiter chaud en

transit de $8.2 M_{\text{Jup}}$ sur une orbite excentrique $e = 0.5$. L'observation de deux transits spectroscopiques avec SOPHIE montre un angle aligné $\lambda = 0.2 \pm 12^\circ$ (Loeillet et al. 2008 [1]).

La première détection d'un angle λ significativement différent de zéro a été faite avec SOPHIE dans le cadre de ce programme du Consortium pour XO-3b (Hébrard et al. 2008 [3]). XO-3b est une planète en transit massive de $13.25 M_{\text{Jup}}$ sur une orbite excentrique ($e = 0.29$). Son transit spectroscopique observé avec SOPHIE montre un angle projeté sur le ciel entre la perpendiculaire à l'orbite planétaire et l'axe de rotation de l'étoile de $\lambda = 70 \pm 15^\circ$ (Hébrard et al. 2008 [3]). Winn et al. (2009) confirment ce non-alignement avec un angle plus petit et une meilleure précision $\lambda = 37.3 \pm 3.7^\circ$.

La deuxième détection a été obtenue dans le même cadre pour la planète HD80606b (Moutou et al. 2009 [5], Pont et al. 2009 [6], Hébrard et al. 2010b [11]). HD80606 est un des systèmes les plus excentriques actuellement découverts avec $e = 0.93$ (Naef et al. 2001). Il abrite une planète géante de $4 M_{\text{Jup}}$ sur une orbite de 111 jours. Laughlin et al. (2009) annoncent la détection de l'anti-transit de cet objet. Son transit, s'il existe, peut durer jusqu'à une vingtaine d'heures ! On ne pourrait donc pas l'observer en entier d'un seul site actuel. Les premières observations en février 2009 montrent en Figure 4.8 que la planète transite en caractérisant la fin du transit simultanément en spectroscopie avec SOPHIE et en photométrie avec la caméra du télescope d'1.20 m de l'OHP (Moutou et al. 2009 [5]). L'analyse de l'effet RM indique un possible non-alignement. HD 80606 est alors le deuxième système pour lequel on rapporte un non-alignement. Des données photométriques supplémentaires du réseau MEarth (Nutzman & Charbonneau 2008 ; Irwin et al. 2009) contraignent la durée du transit à 12 heures ce qui confirme le probable non-alignement de cette planète (Pont et al. 2009 [6]). Finalement, en janvier dernier, on a pu observer le début du transit simultanément en spectroscopie avec SOPHIE et en photométrie depuis l'espace avec la caméra IRAC de Spitzer (Figure 4.8, Hébrard et al. 2010b [11]). En combinant les deux jeux de données, on contraint l'angle $\lambda = 41 \pm 8^\circ$ et le rayon de la planète $R_p = 0.99 R_{\text{Jup}}$. On note que cette étoile est dans un système double avec HD80607, ce qui pourrait expliquer l'orbite très excentrique et non alignée de la planète par effet Kozai (Wu & Murray 2003). Les mécanismes de Kozai reposent sur l'interaction de la planète avec une binaire à l'étoile-hôte ou une autre planète dans le système. Ces interactions déplacent la planète de son lieu de formation au centre du système. Ces mécanismes pourraient expliquer la formation des Jupiters chauds au même titre que la migration.

Depuis, d'autres planètes ont été détectées non alignées : CoRoT-1b (Pont et al. 2009), WASP-14b (Johnson et al. 2009), et les orbites rétrogrades de WASP-17b (Anderson et al. 2010), d'HAT-P-7b (Winn et al. 2009a, Narita et al. 2009), WASP-8b (Queloz et al. 2010), WASP-2b et WASP-15b (Triaud et al. 2010). Ces cas de fort non-alignement entre le plan orbital planétaire et le plan équatorial stellaire montrent une violente histoire dynamique pour une part significative de la population des Jupiters chauds.

Fabricky & Winn (2009) proposent une distribution bimodale des angles ψ avec une fraction des objets qui sont bien alignés et une autre dont les angles seraient aléatoires avec une proportion observationnelle actuelle de 2/3 pour les premiers et de 1/3 pour les autres. Les systèmes non-alignés seraient ceux qui ont été soumis à des interactions gravitationnelles avec le disque protoplanétaire, d'autres planètes ou étoiles.

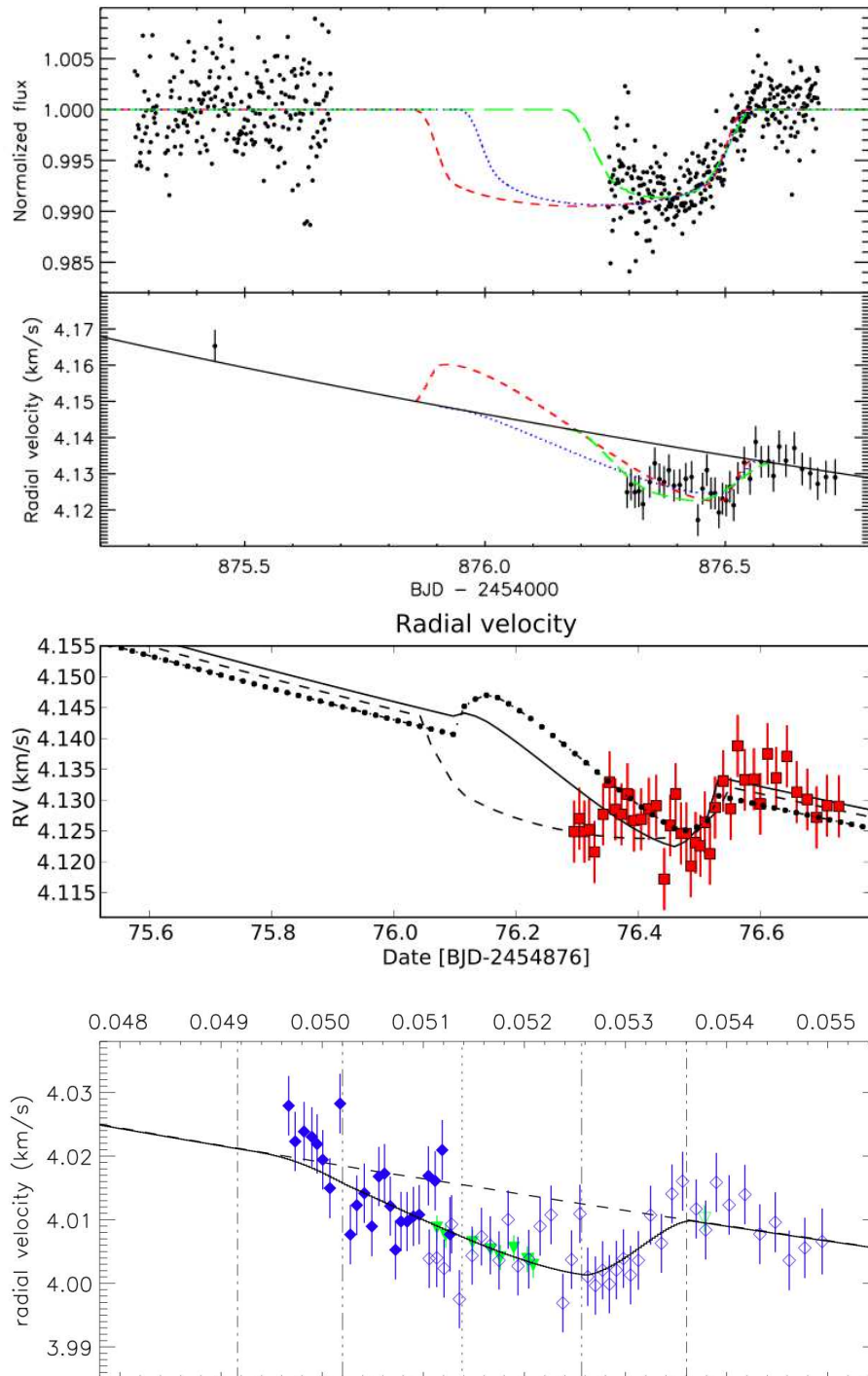


FIG. 4.8 – *En haut* : Observations de la fin du transit photométrique et spectroscopique de HD80606 et de la nuit précédant le transit. (Figure extraite de **Moutou et al. 2009** [5])
Au milieu : Le début du transit est contraint. Les données spectroscopiques indiquent une orbite non-alignée (modèle de la courbe en tirets) (Figure extraite de **Pont et al. 2009** [6])
En bas : La combinaison des données de 2009 (losanges) et des données de 2010 (losanges pleins) caractérise complètement le transit spectroscopique. (Figure extraite de **Hébrard et al. 2010b** [11])

4.5 Les atmosphères planétaires

Dans le système solaire, on distingue les atmosphères des planètes telluriques de celles des planètes géantes. Hormis Mercure qui en est dépourvu, les atmosphères des planètes telluriques ont une masse négligeable devant celle du noyau planétaire. Leur composition est très variable et a vraisemblablement beaucoup évolué au cours du temps : renforcement de l'effet de serre sur Vénus, émergence de la vie aérobie sur Terre, perte d'une grande partie de l'atmosphère de Mars. Les planètes géantes ont par contre accumulé une grande quantité de gaz au cours de leur formation. Leur noyau planétaire ayant atteint une masse suffisante, de l'ordre de $15 M_{\oplus}$, pour accréter le gaz environnant ainsi qu'une quantité de planétésimaux qui ont conduit aux anneaux de Saturne ou au grand nombre de satellites de chacune des quatre planètes géantes du système solaire (e.g. Pollack et al. 1996). Les atmosphères de ces quatre planètes sont principalement composées d'hydrogène et d'hélium, reflétant l'abondance du disque protoplanétaire et au premier ordre, l'abondance cosmique. Les espèces suivantes C, N, S et O sont combinées avec l'hydrogène sous les formes CH_4 , NH_3 , H_2S , H_2O ,... Seules les couches superficielles des atmosphères sont bien contraintes.

Lors du transit et anti-transit, on peut détecter les composants des atmosphères exoplanétaires. Pendant le transit, une infime partie de la lumière de l'étoile filtre à travers les couches externes de l'atmosphère de l'exoplanète. On peut alors étudier sa composition chimique par spectroscopie par transmission. Lors de l'anti-transit, on peut détecter en infrarouge une baisse de flux qui correspond à l'occultation de la planète et de son émission thermique (e.g. Deming et al. 2006). On peut alors déterminer la température de l'atmosphère planétaire. En observant la variation de luminosité de l'ensemble étoile et planète sur une période orbitale, on a pu déterminer la variation en longitude de la température de l'atmosphère planétaire (Knutson et al. 2007). La mesure des occultations planétaires à différentes longueurs d'onde permet d'échantillonner (avec une résolution très faible) le spectre d'émission de la face jour de la planète et ses propriétés atmosphériques : profil thermique radial, composition, efficacité du transfert de chaleur vers la face nuit,... La plupart des détections ont lieu depuis l'espace, avec HST dans le visible (e.g. Charbonneau et al. 2002, Vidal-Madjar et al. 2004) et Spitzer dans l'infra-rouge (e.g. Charbonneau et al. 2005, Désert et al. 2009). Depuis le sol, à haute-résolution spectrale, Redfield et al. (2008) et Snellen et al. (2008) détectent respectivement dans HD 189733b, avec les données du High Resolution Spectrograph sur les 9.2 m du Hobby-Eberly Telescope, et dans HD 209458b, avec les données du High Dispersion Spectrograph au Subaru, l'absorption du Sodium depuis le sol dans le spectre en transmission dans l'optique. L'intérêt est de montrer la faisabilité des détections d'atmosphères exoplanétaires depuis le sol qui permet d'avoir une haute-résolution spectrale, impossible depuis l'espace.

Recherche d'atmosphère à partir de spectres mesurés du sol

On utilise des spectres à haute-résolution HARPS ou SOPHIE pour des étoiles à planète qui ont été observées hors et en transit. On combine les spectres en transit et ceux hors transit pour obtenir un spectre à haut S/B. Pour cela, il faut corriger les spectres des variations de VR dues au mouvement de l'étoile et on soustrait les raies atmosphériques avant de sommer les spectres.

On fait cette recherche sur les données SOPHIE de HD 189733 présentées au chapitre 2. Mais très peu de mesures ont été faites en transit. En soustrayant un spectre hors transit d'un spectre en transit, rien n'a été détecté de manière significative. On pourrait essayer de

faire le même travail avec les données HARPS de cette même étoile puisque le S/B obtenu est beaucoup plus important.

Deux séquences d'observation ont été menées sur HD80606 pour étudier son transit et plus particulièrement l'effet RM. Au final, on a une trentaine de spectres hors transit et une vingtaine en transit. Chaque spectre combiné a un S/B de l'ordre de 300, loin des milliers de S/B obtenus dans le cas de Snellen et al. (2008). Cette recherche, menée conjointement avec Alfred Vidal-Madjar et Rodrigo Diaz devrait porter sur les raies du sodium et d'autres espèces comme le vanadium.

Eclipse de Lune pour l'observation de l'atmosphère terrestre

En août 2008, nous avons observé une éclipse de Lune visible depuis l'hémisphère Nord avec le spectrographe SOPHIE. En pointant les fibres sur la pénombre de l'éclipse, on sonde le mélange entre le flux solaire non-absorbé et le flux solaire absorbé par les couches externes de l'atmosphère terrestre. Alors que l'ombre de l'éclipse correspond au flux solaire dévié par l'atmosphère terrestre et absorbé par des couches plus internes de l'atmosphère. Pallé et al. (2009) ont étudié ces espèces terrestres absorbantes de la basse atmosphère mais lors d'un transit exoplanétaire ces rayons sont perdus car ils sont déviés dans des directions différentes. Ce qui est observé durant le transit d'une exoplanète, ce sont les rayons qui traversent la haute-atmosphère. **Vidal-Madjar et al. (2010) [14]** montrent les composants atmosphériques qui seraient vus si l'on observait la Terre pendant un transit pour sonder son atmosphère en observant dans le visible. On détecte l'ozone, l'oxygène moléculaire, le sodium ainsi que l'azote moléculaire et l'oxygène à travers la signature de la diffusion Rayleigh (Figure 4.9). Ces observations permettent de préparer ce que l'on pourra observer lors des recherches avec les très grands télescopes comme l'E-ELT et la détection et l'étude des planètes de type super-Terre. Dans ce travail, j'ai principalement contribué à la compréhension des problèmes instrumentaux et au calcul de la fonction de corrélation de l'O₂. De nouvelles observations sont prévues pour l'éclipse de Lune de décembre 2010 avec différents instruments et télescopes. Cela nous permettra de bien identifier la résolution et la précision nécessaires et suffisantes pour détecter ces signatures.

4.6 Conclusion

Les planètes en transit apportent une quantité d'informations comparées à celles qui sont seulement caractérisées par leurs VR. On a vu que la spectroscopie à haute-résolution est d'une part, nécessaire pour déterminer la nature planétaire d'un candidat et d'autre part, qu'elle joue un rôle important dans la détermination des paramètres de ces planètes. Seules les VR peuvent discriminer si le transit spectroscopique est bien dû à une planète. Si l'étoile est active comme dans le cas de CoRoT-7 (Léger et al. 2009), les VR doivent pouvoir déterminer les paramètres planétaires (Queloz et al. 2010 ; **Boisse et al. 2010c [17]**).

La réussite des relevés systématiques de recherche de planètes en transit montre qu'il est bien plus efficace de chercher ces objets d'abord par la photométrie avant de les caractériser en VR. Cependant, les planètes en transit les plus étudiées à ce jour (HD 209458b et HD 189733b) ont d'abord été détectées en VR car les VR focalisent sur les étoiles brillantes, ce qui n'est pas le cas actuellement des relevés photométriques. On attend le projet spatial PLATO pour la recherche de transit sur des étoiles brillantes et qui nécessitera un suivi important en VR.

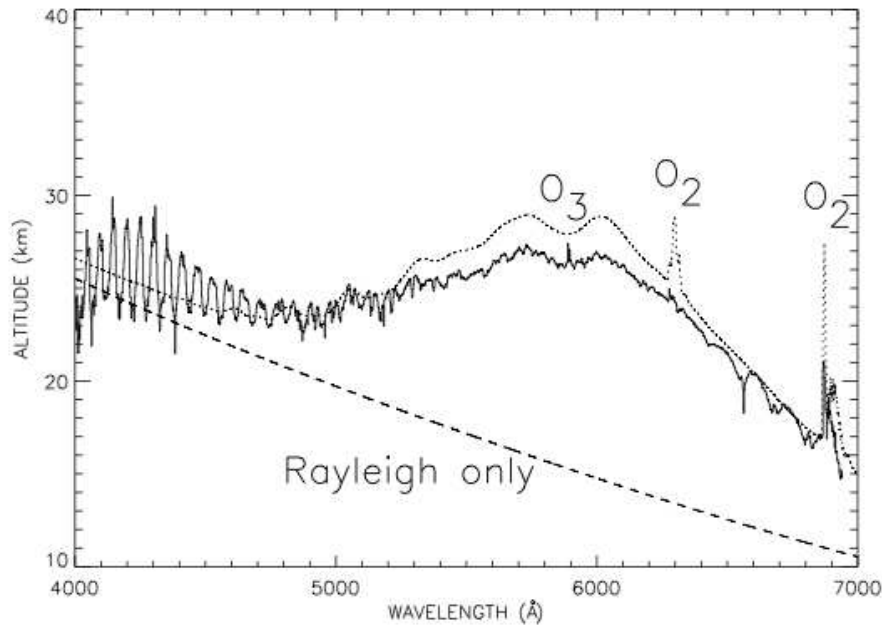


FIG. 4.9 – Altitude en fonction de la longueur d’onde de la haute-atmosphère terrestre pour les observations (en trait plein) et pour le modèle (en pointillé). Les vagues dans la partie bleue du spectre sont dues à des problèmes instrumentaux. (Figure extraite de **Vidal-Madjar et al. 2010 [14]**)

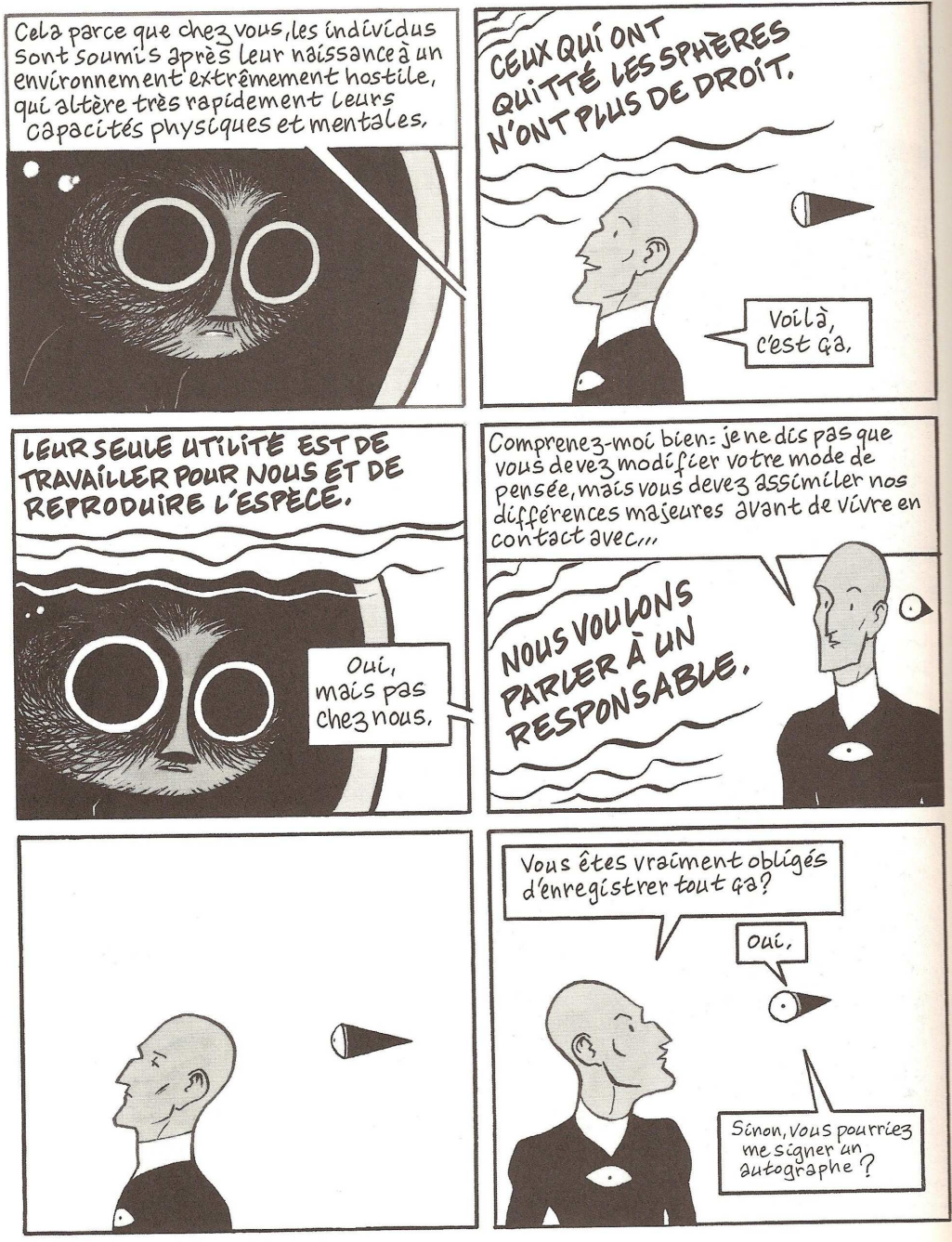
L’observation de l’effet RM ne contraint que l’angle d’alignement projeté. Il est essentiel de pouvoir mieux déterminer l’angle de l’axe de rotation de l’étoile par rapport au plan du ciel. Pour cela, une solution est d’avoir indépendamment une mesure du $v \sin I$, de la période de rotation et du rayon stellaire. L’ajustement de la CCF pour mesurer l’effet RM a l’avantage de mesurer le $v \sin I$ sans systématiques, au contraire de l’ajustement par développement semi-analytique des VR. De plus, la valeur trouvée est plus précise que par l’analyse de la CCF stellaire. Il faudrait maintenant une contrainte forte sur les période de rotation pour pouvoir contraindre l’angle de projection de l’axe de rotation de l’étoile.

Grâce à l’observation de l’effet RM, on a maintenant détecté un grand nombre de planètes non alignées. Contrairement à ce que l’on croyait les systèmes alignés ne sont pas la règle et une part significative des observations de l’effet RM montre des systèmes non-alignés avec des angles de valeurs diverses. On cherche maintenant les paramètres qui contraignent l’évolution des systèmes pour expliquer la distribution des angles observés. Jusqu’il y a peu, on n’observait pas de corrélation entre l’angle d’alignement avec la masse de planète ou avec un autre paramètre. Dernièrement, Winn et al. (2010) montrent que les planètes qui ont un angle mesuré de non-alignement sont préférentiellement en orbite autour d’étoiles chaudes ($T_{\text{eff}} \geq 6250 \text{ K}$). Cela pourrait s’expliquer par le fait que les étoiles chaudes ont une très petite couche externe convective qui pourrait facilement se découpler du cœur de l’étoile. Ces orbites non alignées, d’angle divers, ne peuvent être expliquées seulement par les théories de migrations. On a proposé d’autres scénarios comme les mécanismes de Kozai ou les rencontres proches entre planètes. Chaque modèle produit une distribution des périodes et des excentricités des systèmes planétaires et l’observation doit permettre de discriminer entre les différents scénarios proposés. Pour l’instant, la distribution des angles observées est en accord avec la distribution bimodale de Fabricky & Tremaine (2007). Mais ce résultat est encore basé sur une faible statistique (moins d’un tren-

taine de mesures) et il faut d'autres observations pour pouvoir discriminer avec d'autres scénarios. Cela pourrait conduire à changer notre point de vue sur les phénomènes conduisant à l'observation des Jupiters chauds. Triaud et al. (2010) proposent ainsi que HD 80606b pourrait faire partie d'une population de Jupiter non alignés à longue période si les effets de Kozai sont dominants sur ceux de migration.

Le programme de caractérisation des Jupiters chauds du Consortium SOPHIE a obtenu des résultats significatifs dans les détections d'effet RM avec les premières détections d'objets non alignés. Ce programme est amené dans le futur à se développer et d'autres résultats sont déjà attendus dans un avenir proche. La précision de SOPHIE limite certaines détections mais cette difficulté sera moindre avec les améliorations en cours de l'instrument (cf. chapitre 1).

La recherche de composants atmosphériques à partir du sol est une entreprise difficile qui nécessite un S/B important. Le travail sur la Lune montre qu'il est difficile de s'affranchir de l'atmosphère terrestre et que cela nécessite des observations précises et méticuleuses pour le pointage des fibres. Dans le futur l'identification précise des composants nécessitera la haute-résolution spectrale et grâce au gain en bruit de photon des observations d'atmosphères exoplanétaires seront possibles avec l'E-ELT pendant le transit de super-Terres.



Chapitre 5

Conclusion et Perspectives

La spectroscopie Doppler pour l'exoplanétologie

Après quinze années de réussite, les mesures de VR sont toujours indispensables et nécessaires à la recherche et à la caractérisation des planètes extrasolaires. La précision de mesure des instruments et des relevés systématiques ne cesse de s'améliorer. C'est toujours la méthode la plus efficace pour trouver des planètes (Figure 5.1¹) et elle peut s'affranchir des bruits astrophysiques. Mais surtout, les VR sont complémentaires à la recherche de planètes par transit, car elles seules peuvent rejeter les cas stellaires et mesurer la masse des objets, et donc estimer leur densité moyenne. En mesurant le transit spectroscopique, on caractérise l'alignement d'un système et la spectroscopie à haute-résolution depuis le sol pourra être utilisée dans le futur à l'aide des grands télescopes pour caractériser les atmosphères d'exoplanètes.

Les instruments futurs

HARPS a atteint une précision inférieure au ms^{-1} sur des caractérisations d'orbites planétaires et peut montrer une précision à court terme (~ 1 nuit) de l'ordre de 30 cms^{-1} pendant des séquences d'astéroïsmologie. L'identification des limitations de HARPS ou de SOPHIE : calibration en longueur d'onde, stabilité de l'illumination du spectrographe,... indique la possibilité d'améliorer cette précision et d'examiner le domaine inconnu du dms^{-1} .

Les projets d'ESPRESSO ou d'un HARPS pour l'hémisphère Nord (qui serait installé aux Canaries) doivent montrer qu'il est maintenant facile de descendre en dessous du ms^{-1} en faisant les bons choix technologiques. ESPRESSO est un instrument de deuxième génération pour les VLT dont la première lumière est prévue pour 2014. Ce spectrographe à haute-résolution ($R \sim 140\,000$) opérant dans le visible a pour objectif d'atteindre une stabilité en VR de l'ordre de la dizaine de cms^{-1} . A ce niveau de précision, on va résoudre de nouvelles sources instrumentales et stellaires de variabilité de la mesure de VR. L'utilisation d'ESPRESSO permettra d'explorer les pistes pour descendre au cms^{-1} qui pourra se concrétiser dans un instrument de deuxième génération à l'E-ELT, type CODEX (Pasquini et al. 2009).

Les projets de spectrographes ultra-stables à grande résolution spectrale en cours de développement indiquent l'intérêt de la communauté astrophysique pour les VR dans le futur car ces instruments ne s'adressent pas uniquement à la communauté des chercheurs d'exoplanètes. Les objectifs scientifiques d'ESPRESSO sont nombreux, parmi lesquels on compte la variabilité des constantes fondamentales, la détection de planètes telluriques et

¹voir note de bas de page p.14

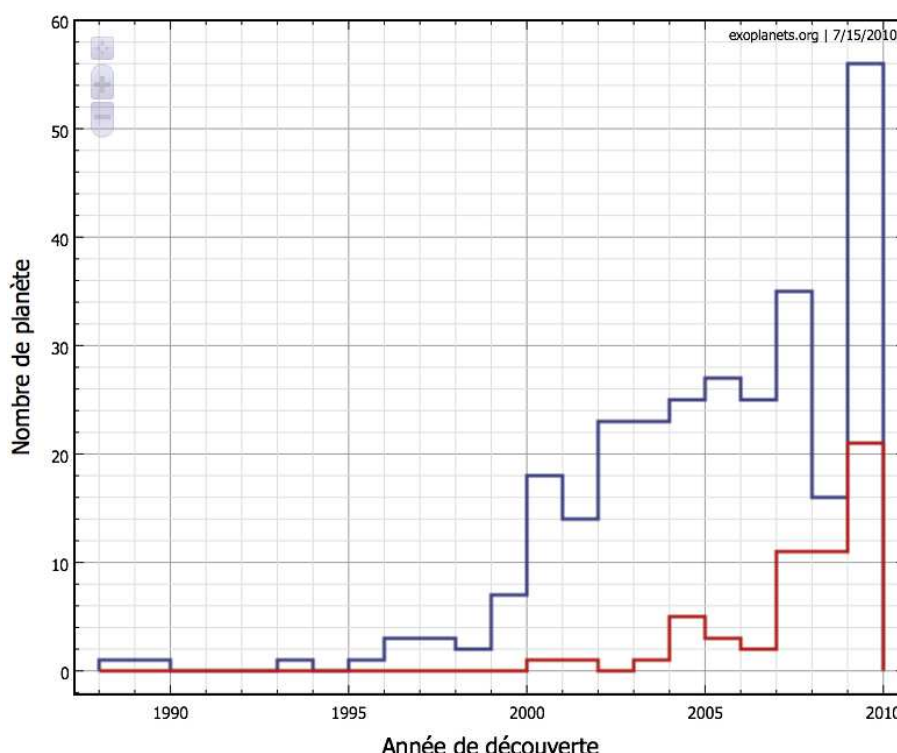


FIG. 5.1 – Diagramme du nombre d'exoplanètes découvertes par VR (en bleu) et par transit (en rouge) au cours du temps.

la démonstration de la faisabilité de CODEX. Ce dernier a pour objectif principal de mesurer directement les variations du taux d'expansion de l'Univers, en mesurant l'évolution au cours du temps des positions des raies d'absorption des forêts Lyman- α des spectres de quasars.

Un des objectifs de la très haute précision est de pouvoir caractériser une planète de type terrestre dans la zone habitable d'une étoile de type solaire. Un objet de ce type sera probablement tout d'abord caractérisé autour d'une étoile de type M. En effet, plusieurs spectrographes avec une précision affichée de l'ordre du ms^{-1} sont en projet, avec pour domaine d'observation l'infrarouge proche. Les raisons de ce choix sont multiples. Les étoiles M sont les plus importantes en nombre dans notre galaxie. Leur domaine d'émission est maximal entre environ 7000 à 15000 Å des M0 aux M9. Les plus froides émettent donc dans le proche infrarouge et ne sont pas observables dans le visible. En cherchant des planètes autour des étoiles M, on souhaite étendre le domaine spectral des étoiles-hôtes pour contraindre les scénarios de formations planétaires et détecter des planètes de faibles masses autour d'étoiles peu massives. Pour ces étoiles, la zone habitable est plus proche de l'étoile donc les planètes dans cette zone ont une période plus courte que les planètes dans la zone habitable des étoiles G. Parce que l'effet induit en VR est plus important sur une étoile de faible masse et parce que la période est plus courte, les étoiles M devraient permettre de découvrir la première planète de masse terrestre dans la zone habitable de son étoile (Mayor et al. 2009b). On note de plus que l'observation dans l'infrarouge peut être utile pour résoudre les cas d'activité stellaire (Huélamo et al. 2008).

Parmi les instruments en étude, je cite le spectropolarimètre SPIRou² pour le CFHT

²<http://lamwww.oamp.fr/magics/spirou/FrontPage>

(Canada France Hawaï Telescope), développé sous la responsabilité de celui-ci, en partenariat avec un consortium piloté par Jean-François Donati au Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes. SPIRou est un spectrographe échelle cryogénique, alimenté par fibre optique depuis un polarimètre achromatique installé au foyer Cassegrain du télescope de 3.6m au CFHT. Il doit fournir une couverture des bandes photométriques J, H et K, c'est-à-dire de 0.9 à 2.4 μm , avec un pouvoir de résolution spectrale souhaitée supérieure à 70 000. L'objectif de stabilité en VR est de l'ordre de 1 ms^{-1} . Il devrait faire sa première lumière en 2014. Les objectifs scientifiques de SPIRou sont ainsi la recherche de planètes telluriques autour des étoiles de très faibles masses mais aussi l'étude du champ magnétique dans le processus de formation des étoiles et des planètes.

En dehors des projets de spectroscopie Doppler à haute-résolution, on a vu dans cette thèse l'importance des relevés de recherche de planètes par photométrie. Kepler livre ses premiers résultats d'exoplanètes et une liste de 300 candidats qui n'ont pas été suivis en VR par manque de temps de télescope disponible. Bien que ces objets orbitent autour d'étoiles de grandes magnitude ($V = 14-16$) et que la caractérisation de leurs atmosphères est hors de portée, on peut s'attendre à ce que le paysage des exoplanètes change une fois les planètes identifiées et les masses déterminées. Car même en se basant sur 10% de vraies planètes (50% selon Borucki et al. 2010), cette découverte doublerait le nombre de planètes en transit. Ceci indique la nécessité d'avoir un bon suivi en VR en complément des programmes de recherche photométrique de transit.

Le projet PLATO est dans la continuité logique des missions CoRoT et Kepler, lancées respectivement en 2007 et 2009. PLATO (PLANetary Transits and Oscillations of stars) est en phase d'étude pour l'ESA. Son objectif est de détecter des transits planétaires dans les étoiles les plus brillantes du ciel et de caractériser ces étoiles par astérosismologie de façon à mieux comprendre les propriétés de formations des systèmes exoplanétaires. L'apport de cette future mission est de se concentrer sur les étoiles brillantes de façon à permettre une exploitation maximale des futures planètes découvertes. Cette mission nécessitera un important suivi Doppler et ces étoiles étant brillantes, ce suivi pourra s'appuyer sur plusieurs télescopes de 2 à 4 m de diamètre. SOPHIE aura un rôle à jouer dans ce suivi. ESPRESSO qui devrait être en fonctionnement à cette époque pourra être utilisé pour des observations ponctuelles comme le suivi et la mesure d'effet RM d'une super-Terre.

Perspectives

SOPHIE a une précision de quelques ms^{-1} , comparable aux autres spectrographes de recherche de planètes, HARPS se distinguant avec une précision inférieure au ms^{-1} . Les programmes de recherche de planètes par transit donnent de plus en plus de résultats et ces programmes nécessitent un suivi spectroscopique au sol intensif. SOPHIE est très efficace dans le suivi en VR des relevés de transits comme pour la caractérisation des systèmes planétaires *via* la mesure de l'effet RM. Les prochains apports techniques et la correction par logiciel de limitations instrumentales permettront à SOPHIE d'atteindre une précision d' $1-2 \text{ ms}^{-1}$ pour caractériser des planètes de petites masses autour d'étoiles de l'hémisphère Nord. Cette précision nécessite une maintenance et une attention appropriée du télescope, de l'instrument et de la réduction des données.

L'effet du CTI et une étude exhaustive de la stabilité de l'illumination du spectrographe n'avaient jamais été caractérisés sur d'autres spectrographes. Pour HARPS, les principaux facteurs limitants identifiés sont la calibration en longueur d'onde et le brouillage des fibres optiques à section circulaire pour corriger des erreurs de guidage et d'injection de la lumière dans la fibre (Pepe & Lovis 2008). L'étude et la prochaine utilisation de ces fibres à

section orthogonale et carrée pour les futurs instrument vient de ce travail et est nécessaire pour atteindre une précision inférieure au ms^{-1} . En continuité de ce travail sur l'instrumentation et sur la méthode d'extraction des VR, je vais m'investir dans la préparation du projet ESPRESSO.

La recherche de planètes par mesure de VR est principalement concentrée sur les naines du champ dont l'âge est de l'ordre de 2 à 5 Gyr. Les scénarios de formation gagneraient beaucoup à avoir des contraintes observationnelles sur la population de planètes autour des étoiles jeunes. Mais, on a vu qu'observationnellement ces étoiles sont difficiles à étudier à cause de leur niveau d'activité et de leur rotation rapide. Le travail que j'ai développé pour corriger de l'activité dans la mesure des VR s'inscrit très bien dans ce domaine de recherche et permet de caractériser une planète orbitant autour d'une étoile active. Cet outil est aussi important pour le suivi des planètes en transit. En effet, les recherches de planètes par transit ne sélectionnent pas les étoiles en fonction de leur niveau d'activité. Les mesures de VR sont nécessaires pour montrer que le transit photométrique est bien dû à une planète et les mesures de VR doivent pouvoir être faites autour d'une étoile active et de reconnaître dans les variations de la mesure de VR celles qui sont dues à une planète.

L'outil SOAP de simulations de taches en intégrant plus de données stellaires permettrait d'améliorer notre connaissance des implications en VR des phénomènes d'activité stellaire. La connaissance des étoiles est indispensable à la compréhension des données reçues, étant donné que les VR ou les transits sont des méthodes de détections indirectes. Un autre axe de développement serait d'explorer une autre méthode d'ajustement des CCF pour améliorer la précision en dessous du ms^{-1} ou pour s'affranchir de l'activité stellaire. Avec l'étude de faisabilité pour la recherche autour des étoiles jeunes dans des amas ouverts, je vais développer un outil automatique permettant de traiter ces données pour caractériser le type de planètes réfutées par la méthode de soustraction de l'activité par filtrage des harmoniques. Cet outil sera utile pour toutes les recherches de planètes par VR autour d'étoiles actives.

Les programmes de recherche de planètes menés par le Consortium SOPHIE sont complémentaires de ceux de HARPS ce qui permet d'étudier des échantillons d'étoiles non-biaisés pour obtenir des résultats statistiques qui sont exploités par les modèles théoriques. J'ai contribué à la recherche de planètes dans le cadre du Consortium SOPHIE. Ces planètes apportent leur pierre à l'édifice des exoplanètes détectées à ce jour qui permet de comprendre leur scénario de formation et d'évolution.

Le bilan du programme de recherche à haute-précision ne peut-être fait tant il est gêné par les problèmes instrumentaux actuels. A l'opposé, le programme de recherche de planètes à longue période donne des résultats positifs. D'ici quelques années, ce programme aura caractérisé toutes les cibles de son échantillon et on pourra obtenir une statistique sur les planètes à longues périodes. Avec des caractérisations indépendantes par astrométrie ou par imagerie, on aura un échantillon d'objets qui permettra de comparer les paramètres des planètes à longues périodes de ceux des binaires et des naines brunes ; aidant à contraindre les scénarios de formation de ces objets.

Avec l'amélioration de la précision de l'instrument, SOPHIE pourra contribuer à la détection de planètes de faible masse dans l'hémisphère Nord en complément de HARPS. Ces détections sont nécessaires pour comprendre les caractéristiques de ces planètes légères et discriminer les théories sur leur scénarios de formation et d'évolution. L'amélioration de cette précision aura aussi un impact sur les autres programmes de recherches de planètes autour des naines M et des étoiles chaudes.

Le domaine de recherche d'exoplanètes s'est énormément diversifié ces dernières années avec toutes les nouvelles découvertes. Le développement des autres méthodes de recherche et de caractérisation apportent de nouvelles pistes d'exploration. Des instruments spatiaux comme JWST vont focaliser sur la caractérisation des atmosphères des planètes détectées en transit. Au sol, des projets en imagerie comme SPHERE permettront de chercher des compagnons dans les régions externes des systèmes planétaires, par exemple autour des étoiles jeunes et de caractériser des objets à longues périodes détectés en VR. Les mesures astrométriques de Gaia, de PRIMA ou de SIM permettront de mesurer les masses exactes des objets détectés en VR en mesurant les inclinaisons des plans orbitaux. La concrétisation de PLATO permettra de trouver des planètes en transit autour d'étoiles brillantes qui seront accessibles pour le suivi de caractérisation d'atmosphère. Conjointement avec ESPRESSO, on pourra ainsi faire par exemple, des mesures d'effet RM pour des planètes solides et caractériser les propriétés des systèmes planétaires avec des exoplanètes de faibles masses. On attend ainsi beaucoup de nouveaux événements pour les exoplanètes, dans ce domaine qui devrait continuer à se développer rapidement ces prochaines années.

Bibliographie

- [] Albrecht, S., Reffert, S., Snellen, I.A.G. and Winn, J.N. 2009, *Nature*, 461, 373
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W. and Winisdoerffer, C. 2005, *A&A*, 434, 343
- Allende Prieto, C. & Lambert, D.L. 1999, *A&A*, 352, 555
- Alonso, R. et al. 2004, *ApJ*, 613, L153
- Arentoft, T., Kjeldsen, H., Bedding, T.R. et al. 2008, *ApJ*, 687, 180
- Anderson, D.R., Hellier, C., Gillon, M. et al. 2010, *ApJ*, 709, 159
- Baliunas, S.L., Donahue, R.A., Soon, W.H. et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
- Baliunas, S.L., Donahue, R.A., Soon, W.H. and Henry, G.W., 1998. ASP Conf. Ser. 254, *The Tenth Cambridge Conference on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. R.A. Donahue and J.A. Bookbinder, p. 153
- Bakos, G.A., Shporer, A., Pál, A. et al. 2007, *ApJ*, 671, L173
- Bakos, G.A., Torres, G., Pál, A. et al. 2010, *ApJ*, 710, 1724
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&A*, 119, 373
- Beaulieu, J.-P., Bennett, D.P., Fouqué, P. et al. 2006, *Nature*, 439, 437
- Benedict, G.F., McArthur, B.E., Bean, J.L. et al. 2010, *AJ*, 139, 1844
- Boisse, I., Moutou, C., Vidal-Madjar, A., et al. 2009, *A&A*, 495, 959
- Boisse, I., Bouchy, F., Chazelas, B. et al. 2010, in *New technologies for probing the diversity of brown dwarfs and exoplanets*, EPJ Web of Conferences, in press
- Boisse, I., Eggenberger, A., Santos, N.C. et al. 2010, arXiv :1006.4984
- Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G. et al. 2010, *A&A*, subm.
- Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X. et al. 2007, *A&A*, 474, 293
- Borucki, W.J., Koch, D.G., Basri, G. et al. 2010, arXiv :1006.2799
- Boss, A.P. 1997, *Science*, 276, 1836
- Bouchy, F., Pepe, F. and Queloz, D. 2001, *A&A*, 374, 733
- Bouchy, F., Pont, F., Melo, C. et al. 2005a, *A&A*, 431, 1105
- Bouchy, F., Bazot, M., Santos, N.C., Vauclair, S. and Sosnowska, D. 2005b, *A&A*, 440, 609

- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M. et al. 2005c, *A&A*, 444, L15
- Bouchy, F. & the SOPHIE team 2006, SOPHIE : the Successor of the Spectrograph ELODIE for Extrasolar Planet Search and Characterization, In Tenth Anniversary of 51 Pegb ; Status of and Prospects for Hot Jupiter Studies, Colloquium held at OHP, France, August 22-25, 2005 ed. L. Arnold, F. Bouchy & C. Moutou (Paris : Frontier Group), 319
- Bouchy, F., Queloz, D., Deleuil, M. et al. 2008, *A&A*, 482, 25
- Bouchy, F., Isambert, J., Lovis, C., et al. 2009a, in *Astrophysics Detector Workshop*, EAS publication, Kern P. (Ed.), 37, 247
- Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S. et al. 2009b, *A&A*, 505, 853
- Bouchy, F., Hebb, L., Skillen, I. et al. 2010, *A&A*, arXiv :1006.2605
- Bouvier, J., Alencar, S.H.P., Boutelier, T. et al. 2007, *A&A*, 463, 1017
- Bouvier, J. 2008, *A&A*, 489, L53
- Brown, T.M. 2003, *ApJ*, 593, L125
- Butler, R.P. & Marcy, G.W. 1996, *ApJ*, 464, L153
- Butler, R.P., Marcy, G.W., Williams, E. et al. 1996, *PASP*, 108, 500
- Cameron, A., Collier, Pollacco, D., Street, R.A et al. 2006, *MNRAS*, 373, 799
- Cameron, A.C., Bouchy, F., Hébrard, G. et al. 2007, *MNRAS*, 375, 951C
- Cameron, A.C., Bruce, V.A., Miller, G.R.M., Triaud, A.H.M.J., Queloz, D. 2009, *MNRAS*, arXiv :0911.5361
- Cameron, A.C., Guenther, E., Smalley, B. et al. 2010, *MNRAS*
- Catala, C., Donati, J.-F., Shkolnik, E., Bohlender D., Alecian, E., 2007, *MNRAS*, 374, L42
- Catala, C. on behalf of the PLATO Study Science Team, Comm. in Asteroseismology, Vol.158, p. 330 Proceedings of "38th Liege International Astrophysical Colloquium : Evolution and Pulsation of Massive Stars on the Main Sequence and Close to it", held on July 7-11 2008, edited by Arlette Noels, Conny Aerts, Josefina Montalbán, Andrea Miglio and Maryline Briquet.
- Charbonneau, D., Brown, T.M., Latham, D.W. and Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T.M., Noyes, R.W. and Gilliland, R.L. 2002, *ApJ*, 568, 377
- Charbonneau, D., Allen, L.E., Megeath, S.T. et al. 2005, *ApJ*, 626, 523
- Chelli, A. 2000, *A&A*, 358, L59
- Christian, D.J., Gibson, N.P., Simpson, E.K. et al. 2009, *MNRAS*, 392, 1585
- Cincunegui, C., Díaz, R.F. and Mauas, P.J.D. 2007, *A&A*, 469, 309
- Connes, P. 1985, *Ap&SS*, 110, 211
- Correia, A.C.M., Couetdic, J., Laskar, J. et al. 2010, *A&A*, 511, A21
- Cuntz, M., Saar, S.H. and Musielak, Z.E. 2000, *ApJ*, 533, 151

- Da Silva, R., Udry, S., Bouchy, F. et al. 2006, *A&A*, 446, 717
- Da Silva, R., Udry, S., Bouchy, F. et al. 2007, *A&A*, 473, 323
- Deming, D., Harrington, J., Seager, S. and Richardson, L.J. 2006, *ApJ*, 644, 560
- Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G. et al. 2009, *ApJ*, 699, 478
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F. et al. 2007, *A&A*, 473, 983
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F. et al. 2009, *A&A*, 506, 1469
- Delfosse, X., Forveille, T., Perrier, C. and Mayor, M. 1998, *A&A*, 331, 581
- Donati, J.-F., Moutout, C., Fares, R. et al. 2008, *MNRAS*, 385, 1179
- Duncan, D.K., Vaughan, A.H., Wilson, O.C. et al. 1991, *ApJ*, 76, 383
- Fabrycky, D.C. & Tremaine, S. 2007, *ApJ*, 669, 1298
- Fabrycky, D.C. & Winn, J.N. 2009, *ApJ*, 696, 1230
- Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C. et al. 2009, *MNRAS*, 398, 1383
- Figueira, P., Marmier, M., Bonfils, X. et al. 2010a, *A&A*, 513, L8
- Figueira, P., Pepe, F., Lovis, C. and Mayor, M. 2010b, *A&A*, 514, 106
- Fischer, D.A. & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Fischer, D., Driscoll, P., Isaacson, H. et al. 2009, *ApJ*, 703, 1545
- Frasca, A., Biazzo, K., Kovari, Z., Marilli, E. and Cakirli, O. 2010, *arXiv :1005.0564*
- Galland, F., Lagrange, A.M., Udry, S. et al. 2005, *A&A*, 444, L21
- Gilliland, R.L., Brown, T.M., Christensen-Dalsgaard, J. et al. 2010, *arXiv :1007.0139*
- Giménez A. 2006, *ApJ*, 650, 408
- Gonzalez, G. & Laws, C. 2007, *MNRAS*, 378, 1141
- Goudfrooij, P., Bohlin, R.;C., Maiz-Apellàniz, J. and Kimble, R.A. 2006, *PASP*, 118, 1455
- Gray, D.F, Baliunas, S.L., Lockwood, G.W. and Skiff, B.A., 1992, *ApJ*, 400, 681
- Gray, D.F. 1997, *Nature*, 385, 795
- Gray, D.F & Hatzes, A.P. 1997, 490, 412
- Gray, D.F. 1998, *Nature*, 391, 153
- Harvey, J. 1985, in *ESA Special Publication*, Vol. 235, ed. E. Rolfe & B. Battrock
- Hatzes, A.P., Cochran, W.D. and Bakker, E.J. 1998, *Nature*, 391, 154
- Hatzes, A. P. 2002, *Astron. Nach.*, 323, 392
- Hebb, L., Cameron, A.C., Loeillet, B. et al. 2009, *ApJ*, 693, 1920
- Hébrard, G. & Lecavelier Des Etangs, A. 2006, *A&A*, 445, 341
- Hébrard, G., Bouchy, F., Pont, F. et al. 2008, *A&A*, 488, 763

- Hébrard, G., Bonfils, X., Ségransan, D. et al. 2010a, *A&A*, 513, 69
- Hébrard, G., Désert, J.-M., Díaz, R.F. et al. 2010b, arXiv :1004.0790
- Henry, T.J., Soderblom, D.R., Donahue, R.A. and Baliunas, S.L. 1996, *AJ*, 111,439
- Henry, G. W., & Winn, J. N. 2008, *AJ*, 135, 68
- Hirano, T., Suto, Y., Taruya, A. et al. 2010, *ApJ*, 709, 458
- Holmberg, J., Nordström, B. and Andersen, J. 2007, *A&A*, 475, 519
- Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X. et al. 2008, *A&A*, 489, L9
- Husnoo, N., Pont, F., Hébrard, G. et al. 2010, arXiv :1004.1809
- Hussain, G.A.J. 2002, *AN*, 323, 349
- Ida, S. & Lin, D.N.C. 2004, *ApJ*, 604, 388
- Israelian, G., Delgado Mena, E., Santos, N.C. et al. 2009, *Nature*, 462, 189
- Johnson, J.A., Winn, J.N., Narita, N. et al. 2008, *ApJ*, 686, 649
- Joshi, Y.C., Pollacco, D., Cameron, A.C. et al. 2009, *MNRAS*, 392, 1532
- Kalas, P., Graham, J.R., Chiang, E. et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kjeldsen, H., Bedding, T.R., Butler, R.P. et al. 2005, *ApJ*, 635, 1281
- Knutson, H.A., Charbonneau, D.A., Allen, L.E. et al. 2007, *Nature*, 447, 183
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G. et al. 2008, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Desort, M., Galland, F., Udry, S. and Mayor, M. 2009, *A&A*, 495, 335
- Lagrange, A.-M., Desort, M. and Meunier, N. 2010, arXiv :1001.1449
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G. et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lambert, D.L. & Reddy, B.E. 2004, *MNRAS*, 349, 757
- Landman, D.A. 1981, *ApJ*, 244, 345
- Lanza, A.F., De Martiino, C. & Rodonò, M. 2008, *New Astron.*, 13, 77
- Lanza, A.F., Bonomo, A.S., Moutou, C. et al. 2010, arXiv :1005.3602
- Latham, D.W., Stefanik, R.P., Mazeh, T., Mayor, M. and Burki, G. 1989, *Nature*, 339, 38
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J.C. and Hébrard, G. 2004, *A&A*, 418, L1
- Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A. et al. 2010, arXiv :1003.2206
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J. et al. 2009, *A&A*, 506, 287
- Leighton, R.B., Noyes, R.W. and Simon, G.W. 1962, *ApJ*, 135, 474
- Livingston, W. 1991, in *The Sun and Cool Stars : Activity, Magnetism, Dynamos*, ed. I. Tuominen, D. Moss, & G. Rüdiger (Dordrecht : Springer), 246
- Lockwood, G.W., Skiff, B.A., Henry, G.W. et al. 2007, *ApJS*, 171, 260

- Loeillet, B., Shporer, A., Bouchy, F. et al. 2008, *A&A*, 481, 529
- Lovis, C., Mayor, M., Pepe, F. et al. 2006, *Nature*, 441, 305
- Lovis, C. 2007, Ph.D. thesis
- Lovis, C. & Pepe, F. 2007, *A&A*, 468, 1115
- Makarov, V.V., Beichman, C.A., Catanzarite, J.H. et al. 2009, *ApJ*, 707, L73
- Mamajek, E.E. & Hillenbrand, L.A. 2008, *ApJ*, 687, 1264
- Marcy, G.W. & Butler, R.P. 1996, *ApJ*, 464, L147
- Marcy, G.W., Butler, R.P., Fischer, D. et al. 2005, *PThPS*, 158, 24
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T. et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Mayor, M. 1980, *A&A*, 87, L1
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C. et al. 2009a, *A&A*, 493, 639
- Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T. et al. 2009b, *A&A*, 507, 487
- Melo, C.H.F., Ph.D. thesis
- Meunier, N. & Delfosse, X. 2009, *A&A*, 501, 1103
- Meunier, N., Desort, M. and Lagrange, A.-M. 2010, *A&A*,
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W. and Naef, D. 2009, *A&A*, 501, 1161
- Mosser, B., Bouchy, F., Martić, M. et al. 2008, *A&A*, 478, 197
- Moutou, C., Hébrard, G., Bouchy, F. et al. 2009, *A&A*, 498, L5
- Naef, D., Mayor, M., Beuzit, J.L., et al. 2005, in *Proceedings of the 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. F. Favata, et al., ESA, SP-560, 13, 833
- Naef, D., Mayor, M., Lo Curto, G. et al. 2010, *subm.*
- Narita, N., Sato, B., Hirano, T. & Tamura, M. 2009, *PASJ*, 61, L35
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J. et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Noyes, R.W., Hartmann, L.W., Baliunas, S.L., Duncan, D.K. and Vaughan, A.H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- O'Donovan, F.T. et al. 2006, *ApJ*, 644, 1237
- Ohta, Y., Taruya, A. and Suto, Y. 2005, *ApJ*, 622, 1118
- Pace, G., Melendez, J., Pasquini, L. et al. 2010, *A&A*,
- Pallé, E., Zapatero Osorio, M.R., Barrena, R., Montañés-Rodríguez, P. and Martín, E.L. 2008, *Nature*, 459, 814
- Paulson, D.B. & Yelda, S. 2006, *PASP*, 118, 706
- Pasquini, L., Avila, G., Dekker, H. et al. 2008, *SPIE.7014E*, 17P

- Pasquini, L., Manescau, A., Avila, G. et al. 2009, *svlt.conf*, 411
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
- Pepe, F. & Lovis, C. 2008, *Phys. Scr.* T130, 014007
- Perrier, C., Sivan, J.P., Naef, D. et al. 2003, *A&A*, 410, 1039
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F. et al. 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, Edited by McLean, I.S., Casali, M.M., Proceedings of the SPIE, vol. 7014, 7014J
- Pollacco, D.L., Skillen, I., Cameron, A.C. et al. 2006, *PASP*, 118, 1407
- Pollacco, D.L., Skillen, I., Cameron, A.C. et al. 2008, *MNRAS*, 385, 1576
- Pollack, J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P. et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Pont, F. 1997, Ph.D. Thesis, Geneva University
- Pont, F., Bouchy, F., Melo, C. et al. 2005, *A&A*, 438, 1123
- Pont, F., Hébrard, G., Irwin, J.M., et al. 2009, *A&A*, 502, 695
- Prato, L., Huerta, M., Johns-Krull, C.M. et al. 2008, *ApJ*, 687, L103
- Queloz, D., Mayor, M., Sivan, J.P. et al. 1998, in *Brown dwarfs and extrasolar planets*, ed. R. Rebolo, E.L. Martin, & M.R.Z. Osorio, ASP Conf. Ser., 134, 324
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P. et al. 2001, *A&A*, 379, 279
- Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C. et al. 2009, *A&A*, 506, 303
- Queloz, D., Anderson, D., Cameron, A.C. et al. 2010, *A&A*, 517, L1
- Redfield, S., Endl, M., Cochran, W.D. and Koesterke, L. 2008, *ApJ*, 673, 87
- Saar, S.H. & Baliunas, S.L. 1992, *ASPC*, 27, 1505
- Saar, S.H., Huovelin, J., Osten, R.A. and Shcherbakov, A.G. 1997, *A&A*, 326, 741
- Saar, S.H. 2003, *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, ASPC, ed. D. Deming and S. Seager (San Francisco), 294, 65
- Saar, S.H. & Donahue, R.A. 1997, *ApJ*, 485, 319
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, *A&A*, 361, 265
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
- Santos, N. C., Israelian, G. and Mayor, M. 2004a, *A&A*, 415, 1153
- Santos, N.C., Bouchy, F., Mayor, M. et al. 2004b, *A&A*, 426, L19
- Santos, N.C., Israelian, G., Mayor, M. et al 2005, *A&A*, 493, 639
- Santos, N.C., Udry, S., Bouchy, F. et al. 2008, *A&A*, 487, 369
- Santos, N.C., Gomes da Silva, J., Lovis, C. and Melo, C. 2010a, *A&A*, 511, 545
- Santos, N.C., Mayor, M., Benz, W. et al. 2010b, *A&A*, 512, 475

- Schlaufman, K.C. 2010, *ApJ*, 719, 602
- Setiawan, J., Weise, P., Henning, T. et al. 2007, *ApJ*, 660, L145
- Shkolnik, E., Walker, G.A.H. and Bohlender, D.A. 2003, *ApJ*, 597, 1092
- Shkolnik, E., Walker, G.A.H., Bohlender, D.A., Gu, P.-G. and Kürster, M. 2005, *ApJ*, 622, 1075
- Shkolnik, E., Bohlender, D.A., Walker, G.A.H. and Collier Cameron, A. 2008, *ApJ*, 676, 628
- Simpson, E.K., Pollacco, D., Hébrard, G. et al. 2010, *MNRAS*, 405, 1867
- Skillen, I., Pollacco, D., Cameron, A. Collier et al. 2009, *A&A*, 502, 391
- Snellen, I.A.G., Albrecht, S., de Mooij, E.J.W. and Le Poole, R.S. 2008 *A&A*, 487, 357
- Soderblom, D.R., Duncan, D.K. and Johnson, D.R.H. 1991, *ApJ*, 375, 722
- Sousa, S.G., Santos, N.C., Israelian, G. et al 2006, *A&A*, 458, 873
- Sousa, S.G., Santos, N.C., Mayor, M. et al. 2008, *A&A*, 487, 373
- Triaud, A.H.M.J., Queloz, D., Bouchy, F. et al. 2009, *A&A*, 506, 377
- Triaud, A.H.M.J., Cameron, A.C., Queloz, D. et al. 2010, *A&A*, *subm.*
- Udry, S., Mayor, M. and Santos, N.C. 2003, *A&A*, 407, 369
- Udry, S., Mayor, M., Benz, W. et al. 2006, *A&A*, 447, 361
- Udry, S. & Santos, N.C. 2007, *ARA&A*, 45, 397
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vaughan, A.H. & Preston, G.W. 1980, *PASP*, 92, 385
- Vaughan, A.H., Baliunas, S.L., Middelkoop, F. et al. 1981, *ApJ*, 250, 276
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A. et al. 2004, *ApJ*, 604, L69
- Vidal-Madjar, A., Arnold, L., Ehrenreich, D. et al. 2010, *arXiv* :1007.0008
- Vogt, S. S. & Penrod, G. D. 1983, *PASP*, 95, 565
- Wilson, O.C. 1968, *ApJ*, 153, 221
- Wilson, O.C., 1978, *ApJ*, 226, 379
- Winn, J.N., Johnson, J.A., Albrecht, S. et al. 2009a, *ApJ*, 703, L99
- Winn, J.N., Johnson, J.A., Fabrycky, D. et al. 2009b, *ApJ*, 700, 302
- Winn, J.N., Fabrycky, D., Albrecht, S. and Johnson, J. 2010, *ApJ*, 718, L145
- Wolszczan, A. & Frail, D.A. 1992, *Nature*, 355, 145
- Wright, J.T. 2004, *AJ*, 128, 1273
- Wright, J.T., Marcy, G.W., Fischer, D.A. et al. 2007, *ApJ*, 657, 533
- Wright, J.T., Marcy, G.W., Butler, R.P. et al. 2008, *ApJ*, 683, 63
- Wu, Y. & Murray, N. 2003, *ApJ*, 589, 605

Annexes

Liste de publications

- [1] **Refined parameters and spectroscopic transit of the super-massive planet HD 147506b**
B. Loeillet, A. Shporer, F. Bouchy, F. Pont, T. Mazeh, J. L. Beuzit, **I. Boisse**, X. Bonfils, R. da Silva, X. Delfosse, M. Desort, A. Ecu villon, T. Forveille, F. Galland, A. Gallenne, G. Hébrard, A.-M. Lagrange, C. Lovis, M. Mayor, C. Moutou, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, D. Ségransan, J.P. Sivan, N.C. Santos, Y. Tsodikovich, S. Udry and A. Vidal-Madjar
Astronomy & Astrophysics, vol. 481, pp. 529 (2008)
- [2] **ELODIE metallicity-biased search for transiting Hot Jupiters. V. An intermediate-period Jovian planet orbiting HD 45652**
Santos, N. C. ; Udry, S. ; Bouchy, F. ; da Silva, R. ; Loeillet, B. ; Mayor, M. ; Moutou, C. ; Pont, F. ; Queloz, D. ; Zucker, S. ; Naef, D. ; Pepe, F. ; Ségransan, D. ; **Boisse, I.** ; Bonfils, X. ; Delfosse, X. ; Desort, M. ; Forveille, T. ; Hébrard, G. ; Lagrange, A.-M. ; Lovis, C. ; Perrier, C. and Vidal-Madjar, A
Astronomy & Astrophysics, vol. 487, pp. 369 (2008)
- [3] **Misaligned spin-orbit in the XO-3 planetary system ?**
G. Hébrard, F. Bouchy, F. Pont, B. Loeillet, M. Rabus, X. Bonfils, C. Moutou, **I. Boisse**, X. Delfosse, M. Desort, A. Eggenberger, D. Ehrenreich, T. Forveille, A.-M. Lagrange, C. Lovis, M. Mayor, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N.C. Santos, D. Ségransan, S. Udry and A. Vidal-Madjar
Astronomy & Astrophysics, vol. 488, pp. 763 (2008)
- [A] **Charge Transfer Inefficiency effect for high-precision radial velocity measurements**
Bouchy, F. ; Isambert, J. ; Lovis, C. ; **Boisse, I.** ; Figueira, P. ; Hébrard, G. and Pepe, F. *EAS Publications Series*, Volume 37, pp.247-253 (2009)
- [4] **Stellar activity of planetary host star HD 189 733**
I. Boisse, C. Moutou, A. Vidal-Madjar, F. Bouchy, F. Pont, G. Hébrard, X. Bonfils, B. Croll, X. Delfosse, M. Desort, T. Forveille, A.-M. Lagrange, B. Loeillet, C. Lovis, J. M. Matthews, M. Mayor, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, J. F. Rowe, N. C. Santos, D. Ségransan, and S. Udry
Astronomy & Astrophysics, vol. 459, pp. 959-966 (2009)
- [5] **Photometric and spectroscopic detection of the primary transit of the 111-day-period planet HD 80 606b**
C. Moutou, G. Hébrard, F. Bouchy, A. Eggenberger, **I. Boisse**, X. Bonfils, D. Gravallon, D. Ehrenreich, T. Forveille, X. Delfosse, M. Desort, A.-M. Lagrange, C. Lovis, M. Mayor, M. ; F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, N.C. Santos, D. Ségransan, S. Udry and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 498, pp. L5 (2009)

[6] Spin-orbit misalignment in the HD 80606 planetary system

F. Pont, G. Hébrard, J.M. Irwin, F. Bouchy, C. Moutou, D. Ehrenreich, T. Guillot, S. Aigrain, X. Bonfils, Z. Berta, **I. Boisse**, C. Burke, D. Charbonneau, X. Delfosse, M. Desort, A. Eggenberger, T. Forveille, A.-M. Lagrange, C. Lovis, P. Nutzman, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N.C. Santos, D. Ségransan, S. Udry and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 502, pp. 695 (2009)

[7] The SOPHIE search for northern extrasolar planets :

I. A companion around HD 16760 with mass close to the planet/brown-dwarf transition

F. Bouchy, G. Hébrard, S. Udry, X. Delfosse, **I. Boisse**, M. Desort, X. Bonfils, A. Eggenberger, D. Ehrenreich, T. Forveille, A.M. Lagrange, H. Le Coroller, C. Lovis, C. Moutou, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, N.C. Santos, D. Ségransan, and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 505, pp.853 (2009)

[8] Extrasolar planets and brown dwarfs around A-F type stars

VII. θ Cygni radial velocity variations : planets or stellar phenomenon ?

M. Desort, A.-M. Lagrange, F. Galland, S. Udry, G. Montagnier, H. Beust, **I. Boisse**, X. Bonfils, F. Bouchy, X. Delfosse, A. Eggenberger, D. Ehrenreich, T. Forveille, G. Hébrard, B. Loeillet, C. Lovis, M. Mayor, N. Meunier, C. Moutou, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, N. C. Santos, D. Ségransan, and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 506, pp.1469 (2009)

[B] Consequences of spectrograph illumination for the accuracy of radial-velocimetry

I. Boisse, F. Bouchy, B. Chazelas, S. Perruchot, F. Pepe, C. Lovis et G. Hébrard

New technologies for probing the diversity of brown dwarfs and exoplanets, EPJ Web of Conferences

[9] The SOPHIE search for northern extrasolar planets :

II. A multi-planet system around HD 9446

G. Hébrard, X. Bonfils, D. Ségransan, C. Moutou, X. Delfosse, F. Bouchy, *I. Boisse*, L. Arnold, M. Desort, R.F. Díaz, A. Eggenberger, D. Ehrenreich, T. Forveille, A.M. Lagrange, C. Lovis, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, N.C. Santos, S. Udry, and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 513, pp.69 (2010)

[10] The spin-orbit alignment of the transiting exoplanet WASP-3b from Rossiter-McLaughlin observations

E.K. Simpson, D. Pollacco, G. Hébrard, N.P. Gibson, S.C.C. Barros, F. Bouchy, A. Collier Cameron, **I. Boisse**, C.A. Watson and F.P. Keenan

Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 405, pp.1867 (2010)

[11] The SOPHIE search for northern extrasolar planets :

III. A Jupiter-mass companion around HD 109246

I. Boisse, A. Eggenberger, N. Santos, F. Bouchy, C. Lovis, G. Hébrard, L. Arnold, X. Bonfils, X. Delfosse, M. Desort, R.F. Díaz, D. Ehrenreich, T. Forveille, A. Gallenne, A.M. Lagrange, C. Moutou, F. Pepe, C. Perrier, S. Perruchot, F. Pont, D. Queloz, A. Santerne, D. Ségransan, S. Udry, and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 523, pp.88 (2010)

[12] Observation of the full 12-hour-long transit of the exoplanet HD 80606b

Warm-Spitzer photometry and SOPHIE spectroscopy

G. Hébrard, J.-M. Désert, R.F. Diaz, **I. Boisse**, F. Bouchy, A. Lecavelier des Etangs, C. Moutou, D. Ehrenreich, L. Arnold, X. Bonfils, X. Delfosse, M. Desort, A. Eggenberger, T. Forveille, J. Gregorio, A.-M. Lagrange, C. Lovis, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, A. Santerne, N.C. Santos, D. Ségransan, D.K. Sing, S. Udry and A. Vidal-Madjar

Astronomy & Astrophysics, vol. 516, pp.95 (2010)

[13] Orbital eccentricity of WASP-12 and WASP-14 from new radial-velocity monitoring with SOPHIE

N. Husnoo, F. Pont, G. Hébrard, E. Simpson, T. Mazeh, F. Bouchy, C. Moutou, L. Arnold, **I. Boisse**, R. Diaz, A. Eggenberger and A. Shporer

Mon. Not. R. Astron. Soc., accepted, arXiv :1004.1809 (2010)

[14] The Earth as an extrasolar transiting planet

Earth's atmospheric composition and thickness revealed by Lunar eclipse observations

A. Vidal-Madjar, L. Arnold, D. Ehrenreich, R. Ferlet, A. Lecavelier des Etangs, F. Bouchy, D. Ségransan, **I. Boisse**, G. Hébrard, C. Moutou, J.-M. Désert, D.K. Sing, R. Cabanac, C. Nitschelm, X. Bonfils, X. Delfosse, M. Desort, R.F. Díaz, A. Eggenberger, T. Forveille, A.M. Lagrange, C. Lovis, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, N.C. Santos and S. Udry

Astronomy & Astrophysics, vol. 523, pp.57 (2010)

[15] WASP-21b : a hot-Saturn exoplanet transiting a thick disc star

F. Bouchy, L. Hebb, I. Skillen, A. Collier Cameron, B. Smalley, S. Udry, D.R. Anderson, **I. Boisse**, B. Enoch, C.A. Haswell, G. Hébrard, C. Hellier, Y. Joshi, S.R. Kane, P.F.L. Maxted, M. Mayor, C. Moutou, F. Pepe, D. Pollacco, D. Queloz, D. Ségransan, E.K. Simpson, A.M.S. Smith, H.C. Stempels, R. Street, A.H.M.J. Triaud, R.G. West and P.J. Wheatley

Astronomy & Astrophysics, vol. 519, pp.98 (2010)

[16] The HARPS search for southern extrasolar planets.XXIII. 8 planetary companions to low-activity solar-type stars

D. Naef, M. Mayor, G. Lo Curto, F. Bouchy, C. Lovis, C. Moutou, W. Benz, F. Pepe, D. Queloz, N.C. Santos, D. Ségransan, S. Udry, X. Bonfils, X. Delfosse, T. Forveille, G. Hébrard, C. Mordasini, C. Perrier, **I. Boisse**, D. Sosnowska,

Astronomy and Astrophysics, vol. 523, pp.15 (2010)

[17] Disentangle stellar activity and planetary signals

I. Boisse, F. Bouchy, G. Hébrard, X. Bonfils, N. Santos and S. Vauclair

Astronomy & Astrophysics, submitted, (2010)

Sélection d'articles hors premier auteur³

[A] Charge Transfer Inefficiency effect for high-precision radial velocity measurements

Bouchy, F. ; Isambert, J. ; Lovis, C. ; **Boisse, I.** ; Figueira, P. ; Hébrard, G. and Pepe, F. *EAS Publications Series*, Volume 37, pp.247-253 (2009)

[5] Photometric and spectroscopic detection of the primary transit of the 111-day-period planet HD 80 606b

C. Moutou, G. Hébrard, F. Bouchy, A. Eggenberger, **I. Boisse**, X. Bonfils, D. Gravallon, D. Ehrenreich, T. Forveille, X. Delfosse, M. Desort, A.-M. Lagrange, C. Lovis, M. Mayor, M. ; F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, N.C. Santos, D. Ségransan, S. Udry and A. Vidal-Madjar *Astronomy & Astrophysics*, vol. 498, pp. L5 (2009)

[7] The SOPHIE search for northern extrasolar planets :

I. A companion around HD 16760 with mass close to the planet/brown-dwarf transition

F. Bouchy, G. Hébrard, S. Udry, X. Delfosse, **I. Boisse**, M. Desort, X. Bonfils, A. Eggenberger, D. Ehrenreich, T. Forveille, A.M. Lagrange, H. Le Coroller, C. Lovis, C. Moutou, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, N.C. Santos, D. Ségransan, and A. Vidal-Madjar *Astronomy & Astrophysics*, vol. 505, pp.853 (2009)

[12] Observation of the full 12-hour-long transit of the exoplanet HD 80606b Warm-Spitzer photometry and SOPHIE spectroscopy

G. Hébrard, J.-M. Désert, R.F. Díaz, **I. Boisse**, F. Bouchy, A. Lecavelier des Etangs, C. Moutou, D. Ehrenreich, L. Arnold, X. Bonfils, X. Delfosse, M. Desort, A. Eggenberger, T. Forveille, J. Gregorio, A.-M. Lagrange, C. Lovis, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, D. Queloz, A. Santerne, N.C. Santos, D. Ségransan, D.K. Sing, S. Udry and A. Vidal-Madjar *Astronomy & Astrophysics*, accepted, arXiv :1004.0790 (2010)

[14] The Earth as an extrasolar transiting planet

Earth's atmospheric composition and thickness revealed by Lunar eclipse observations

A. Vidal-Madjar, L. Arnold, D. Ehrenreich, R. Ferlet, A. Lecavelier des Etangs, F. Bouchy, D. Ségransan, **I. Boisse**, G. Hébrard, C. Moutou, J.-M. Désert, D.K. Sing, R. Cabanac, C. Nitschelm, X. Bonfils, X. Delfosse, M. Desort, R.F. Díaz, A. Eggenberger, T. Forveille, A.M. Lagrange, C. Lovis, F. Pepe, C. Perrier, F. Pont, N.C. Santos and S. Udry *Astronomy & Astrophysics*, accepted, arXiv :1007.0008 (2010)

³Les articles dont je suis premier auteur sont insérés dans le corps du manuscrit.

CHARGE TRANSFER INEFFICIENCY EFFECT FOR HIGH-PRECISION RADIAL VELOCITY MEASUREMENTS

F. Bouchy^{1, 2}, J. Isambert¹, C. Lovis³, I. Boisse¹, P. Figueira³,
G. Hébrard¹ and F. Pepe³

Abstract. Charge Transfer Inefficiency (CTI) is a well known effect of charge-coupled devices (CCD). The charge transfer from one pixel to the next is not perfect and is quantified by the fraction of charge successfully moved (clocked) between adjacent pixels. The amplitude of this effect depends on the signal level inside the pixel. In the context of high-precision radial velocity measurements using cross-dispersed echelle spectrograph, this CTI effect on a CCD recording spectral orders may introduce associated spectral lines shifts. Indeed if the signal level recorded on the spectra is changing, the CTI amplitude will change affecting the associated centroid of all spectral lines. Such effect may introduced radial velocity shifts of several m s^{-1} . We describe here CTI effect which is affecting the SOPHIE spectrograph installed on the 1.93-m telescope of Observatoire de Haute Provence (OHP). We calibrated the effect thanks to the Thorium-Argon lines and we applied a software correction on the spectra in order to assess the charge lost during the readout process on all pixels.

1 High-Precision Radial Velocity Measurements for Exoplanet Detection

High-precision radial velocity measurements are used intensively to search for exoplanets. This technique consists in detecting the reflex motion of a star along the line of sight. The periodic radial velocity change is measured, thanks to the

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98 bis Bd. Arago, 75014 Paris, France

² Observatoire de Haute Provence, CNRS INSU, 04870 St. Michel l'Observatoire, France; e-mail: bouchy@iap.fr

³ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

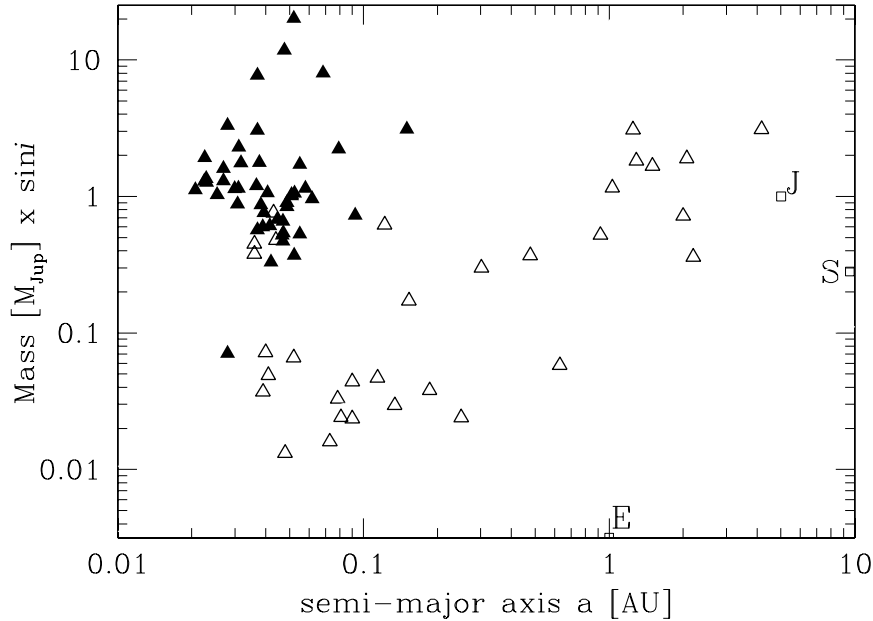


Fig. 1. Mass-separation diagram of the 300 known exoplanets. The triangles refer to exoplanets found by radial velocities. The dark triangles refer to transiting exoplanets. The circles refer to exoplanets found by micro-lensing. The bold triangles correspond to HARPS discovered exoplanets. Lines of radial-velocity semi-amplitude of 1 and 3 m s^{-1} have been added by assuming a 1 solar-mass star.

Doppler-Fizeau shift of stellar spectral lines. The typical amplitude induced by giant exoplanets ranges from few m s^{-1} (for long-period giant planets) to few tens of m s^{-1} (for close-in giant planets). In the visible spectral range (close to 5000 \AA), a Doppler shift of 6 m s^{-1} corresponds to a spectral shift of only 0.1 m\AA . The Figure 1 shows the 300 known exoplanets in the a mass and semi-major axis diagram. The state-of-art spectrograph HARPS installed on the 3.6-m ESO telescope at La Silla is to date the most accurate instrument for radial velocity measurements and reach an accuracy level of $\sim 60 \text{ cm s}^{-1}$ (Pepe *et al.* 2002; Mayor *et al.* 2003; Lovis *et al.* 2006). HARPS is a fiber-fed, cross-dispersed echelle spectrograph. On its focal plan, its CCD (mosaic of 2 EEV $2k \times 4k$) records 72 spectral orders from 380 to 690 nm with a spectral resolution of about 110 000. The spectra of the Thorium-Argon (ThAr) lamp (emission lines) is recorded simultaneously with the stellar spectra (absorption lines). Up to several thousand of spectral lines (both from the star and the ThAr lamp) are recorded on the CCD. One pixel on the HARPS CCD has a size of $15 \text{ }\mu\text{m}$ which corresponds typically to a spectral range of 0.01 \AA and a Doppler shift range of 800 m s^{-1} . This corresponds to an instrumental shift of only 0.01 pixel which translates into a Doppler shift of 8 m s^{-1} . The spectrograph SOPHIE (Bouchy *et al.* 2006; Perruchot *et al.* 2008), installed on the 1.93-m OHP telescope since the end of 2006, is based on the same principle than HARPS. The 39 spectral orders are recorded on a CCD (EEV-4482 4102×2048 pixels). As for HARPS, the spectral orders are more or less parallel to the CCD columns and to the readout direction. The typical width of spectral

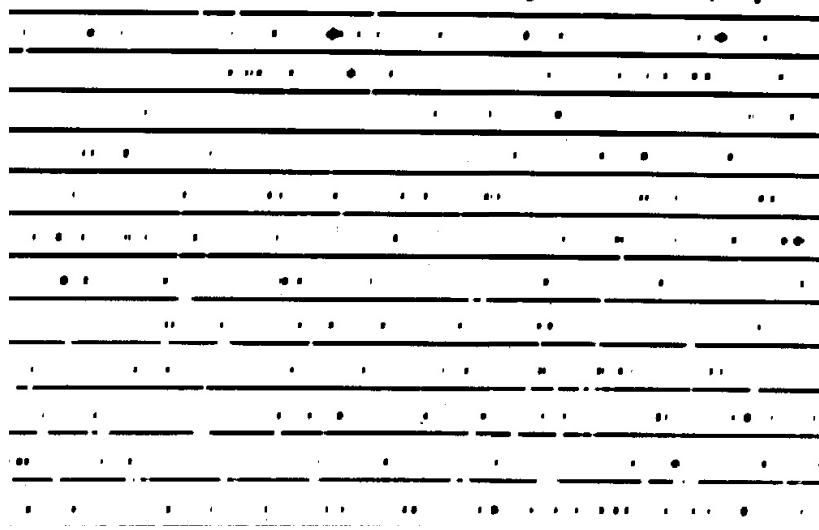


Fig. 2. Fraction of the CCD of the SOPHIE spectrograph (with reverse contrast). Horizontal lines correspond to spectral orders of the star. Dark spots correspond to the ThAr emission lines. The spectral orders are more or less aligned with the CCD columns and parallel with the readout direction. The serial register is located on the right side, perpendicular to the spectral orders.

orders is 8 pixels. One pixel on SOPHIE corresponds typically to a spectral range of 0.018 \AA and a Doppler shift range of 1400 m s^{-1} . The Figure 2 shows a fraction a the CCD with the geometry of spectral orders.

2 Radial Velocity Versus Intensity Level of Spectra

We found with SOPHIE a clear and strong dependency of the radial velocity with the Signal-to-noise ratio (S/N) at low flux level. The Figure 3 shows the radial velocities obtained on 3 different stars versus the S/N. Below $S/N = 70$, which corresponds to a flux level of about 600 e⁻ per pixel, the radial velocity is strongly correlated with the S/N. We obtained exactly the same effect with the ThAr lamp. All the spectral lines are blue-shifted when the flux is decreasing. Considering that wavelength decreases with increasing distance to the serial register, it is a clear indication that charges are lost during the transfer. This effect is independent of the readout mode used (slow or fast readout mode). We detected no effect of displacement of the orders in the perpendicular direction (parallel to the serial register). On the other hand, we measured a clear dependency with the distance to the serial register. The measured shift increases with the distance which is a clear indication of CTI effect.

3 Calibration of the CTI Effect

We consider I_0 the signal in pixel y from the serial register. After one transfer to pixel $y - 1$, the signal is $I = I_0 \times (1 - CTI)$ and the trapped charge on pixel y

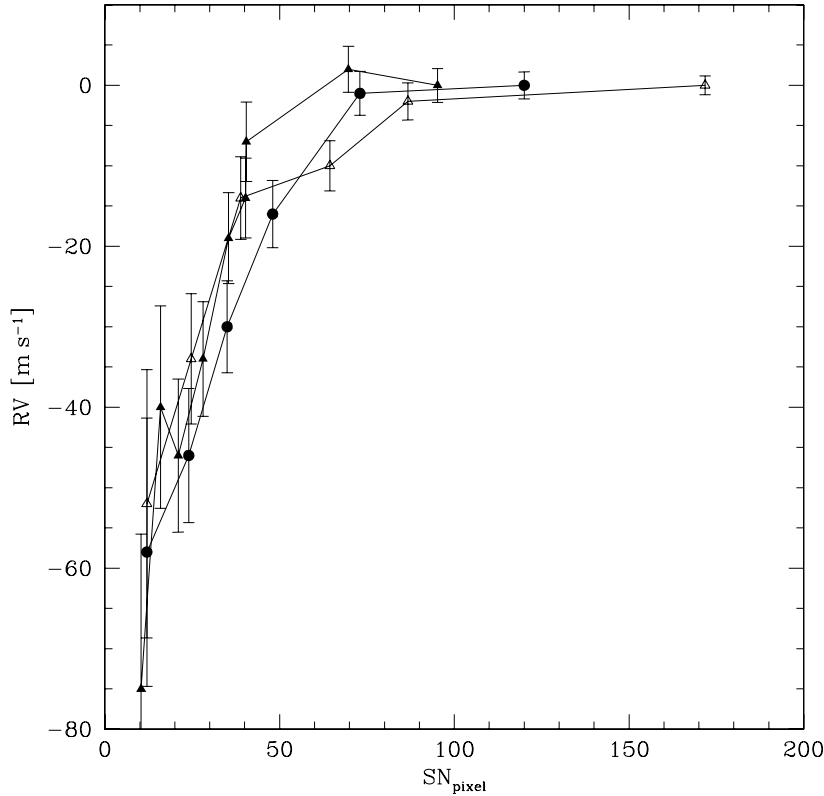


Fig. 3. Radial velocities *versus* Signal-to-Noise ratio per pixel measured for 3 different stars. Below a S/N of 70 the radial velocities are strongly correlated with the S/N of spectra. An offset was added to adjust the radial velocities to zero at high S/N. In the regime of high S/N (greater than 100) we did not detect significant effect at the level of $2\text{--}3 \text{ m s}^{-1}$.

is $I_0 - I = I_0 \times CTI$. The associated centroid shift is then directly proportional to CTI. After y transfers (towards the serial register), the measured signal is $I_0 \times (1 - CTI)^y$. Using all the emission spectral lines of the ThAr spectra spread over all the CCD and adjusting the signal level with the exposure time, we computed the associated shift of all spectral lines in function of the distance to the register and the signal level per pixel. We verified that at high signal level ($\geq 1000 \text{ e-}$), the CTI is quite constant and equal to $\sim 3 \times 10^{-6}$. This level corresponds to a Charge Transfer Efficiency (CTE) of 0.999997 which is more or less in agreement with the CCD data sheet and comparable with the standard performances of CCDs. However at low signal level ($\sim 100 \text{ e-}$) we determined that the CTI increased up to 10^{-4} which corresponds to a CTE of 0.9999. With such a CTI, the charge loss incurred for parallel clocking can be quite substantial. For example, a point source with a detected signal of a few hundred electrons suffers from up to 30% charge loss when located 4000 rows away from the readout amplifier.

This CTI effect was described in details by (Goudfrooij *et al.* 2006) (hereafter GOUD06) for the STIS CCD on the HST. The authors show that the associated centroid shifts are function of the signal level I and the background level B and

they empirically described the CTI as:

$$CTI(I, B) = \alpha \cdot I^{-\beta} \cdot \exp \left(-\gamma \cdot \left(\frac{B}{I} \right)^\delta \right). \quad (3.1)$$

The parameters derived by GOUD06 are $\alpha = 0.056$, $\beta = 0.82$, $\gamma = 0.205$ and $\delta = 3.00$. The CTI decreases with increasing source signal and at a given source level, the CTI decreases with increasing background levels. This suggests that background fills traps in the bottom of the potential wells of the CCD, thus mostly ameliorating the transfer of small charge packets.

We used the same relation to calibrate the CTI effect of SOPHIE CCD. Using ThAr lines with the same flux level, we compute the associated shift (which is proportional to the CTI) and plotted it in function of the signal level. We found that $\log(CTI)$ is proportional to $\log(\text{flux})$ with a slope of -0.82 ± 0.01 in perfect agreement with GOUD06. We found that the parameters γ and δ are not very sensitive and we decided to fix their value as determined by GOUD06. We adjust the parameter α in order to minimize the associated shift of spectral lines. We found $\alpha = 0.005 \pm 0.0005$, hence 10 times lower than GOUD06.

Serial CTI values were also determined and found to be negligible for all practical purposes.

4 Correction of the CTI Effect

We included in the data reduction pipeline of SOPHIE a CTI software correction in order to assess the charge lost during the readout process on all pixels y . We note by $I(y)$ and $B(y)$ the measured signal and background level on pixel y and $I_0(y)$ the corrected signal level. The algorithm is the following:

$$CTI(y) = \alpha \cdot I(y)^{-\beta} \cdot \exp \left(-\gamma \cdot \left(\frac{B(y)}{I(y)} \right)^\delta \right). \quad (4.1)$$

$$I_0(y) = I(y) / (1 - CTI)^y \quad (4.2)$$

$$I_0(y + 1) = I(y + 1) - (I_0(y) - I(y)). \quad (4.3)$$

The Figure 4 shows the radial velocity shift versus flux (relative unit) measured on the ThAr spectra before (left panel) and after (right panel) the correction of CTI for different sequences of tests. Without correction, the shift of ThAr spectra reaches about 35 m s^{-1} when the flux is reduced by a factor of 30. After correction, there is no more apparent drift and the RV dispersion ($2\text{--}3 \text{ m s}^{-1}$) at low flux level is in agreement with the photon noise uncertainty.

The Figure 5 shows the radial velocity shift versus S/N for a set of different stars before (left panel) and after (right panel) the CTI correction. Without correction, the apparent Doppler shift may reach up to 70 m s^{-1} when the S/N is divided by

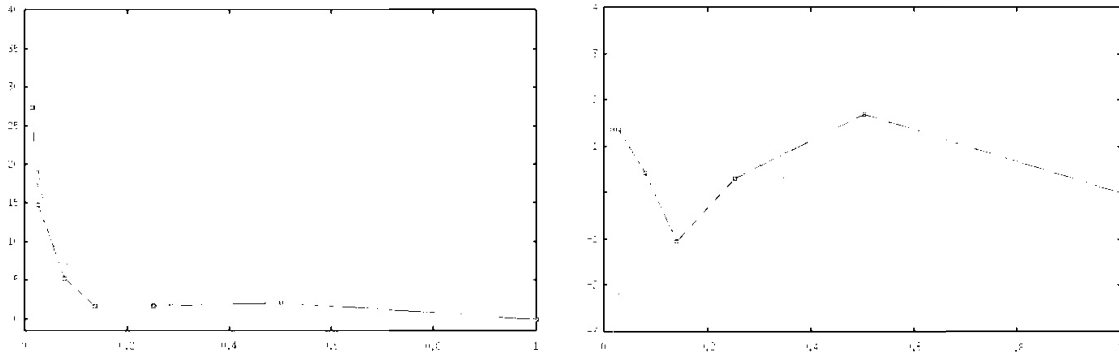


Fig. 4. *Left:* Doppler shift *versus* relative flux level of ThAr spectra induced by the CTI effect. *Right:* the same after the software correction.

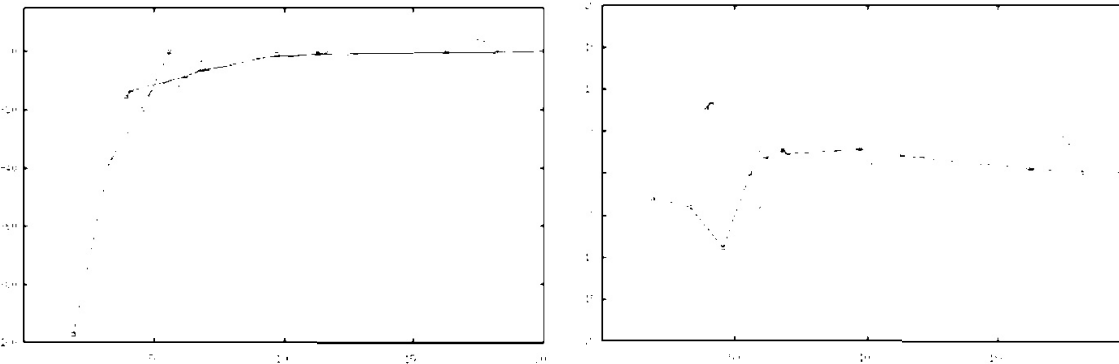


Fig. 5. *Left:* Doppler shift (m s^{-1}) *versus* S/N of stellar spectra induced by the CTI effect. *Right:* the same after the software correction.

10 (flux signal divided by 100). After correction, there is no more apparent drift and the RV dispersion ($5\text{--}10 \text{ m s}^{-1}$) at low S/N values is in agreement with the photon noise uncertainty.

5 Discussion and Conclusion

We tried to investigate the CTI effect on HARPS and we found a marginal effect but at a level ~ 10 times lower than SOPHIE, hence at the level of the photon noise uncertainty. The difference may be partially explained by the fact that the equivalent Doppler range of one pixel on HARPS (800 m s^{-1}) is about 2 times smaller than SOPHIE (1400 m s^{-1}). It means that for a given charge loss, the associated Doppler shift will be ~ 2 times smaller. Furthermore on HARPS the width of spectral orders is about 2 times smaller than for SOPHIE. It means that for a given S/N, the signal level per pixel is about 2 times higher on HARPS, hence the corresponding CTI is about 2 times lower. These considerations alone show that we can explain the fact that the CTI effect on radial velocity measurements should be at least 4 times lower on HARPS than in SOPHIE. We then must admit that one part of the gain when moving from SOPHIE to HARPS comes from the

intrinsic quality of the HARPS CCD chip which may present CTI at low flux level 2 or 3 times lower than SOPHIE.

On SOPHIE spectrograph, thanks to the exposure-meter inside the spectrograph, we developed an observing mode which allows an automatic stop of the exposure when the wanted S/N is reached. It permits to minimize the CTI effect on radial velocity measurement. However it does not permit to fix the signal level among all the spectral range due to chromatic effect of the atmosphere.

To minimize the effect of CTI, one possibility consists in aligning the spectral orders parallel to the CCD rows, but in that case bad columns will cross all the spectral orders. It seems that this CTI effect may be related to the chip temperature. Higher temperature may decrease the CTI level but will increase the cosmetic defaults as well as the dark level. One solution also consists in performing a pre-flash of the CCD before the exposure in order to increase the background level and fill all the traps but such a solution considerably increases the noise on the spectra.

Such a CTI effect should be carefully considered especially in the context of high-precision radial velocity spectrographs at the level of m s^{-1} or bellow. A deep selection of CCD chips should be done including a check of the CTE at different signal levels. Fortunately this CTI effect can be calibrated and monitored using ThAr spectra, and an appropriate software correction may be applied to the spectra.

References

- Bouchy, F., and the Sophie team, 2006, in Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies, ed. L., Arnold, F., Bouchy & C., Moutou, 319
- Goudfrooij, P., Bohlin, R.C., Maiz-Apellaniz, J., *et al.*, 2006, PASP, 118, 1455
- Lovis, C., Pepe, F., Bouchy, F., *et al.*, 2006, SPIE, 6229, 62690
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., *et al.*, 2003, Messenger, 114, 20
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., *et al.*, 2002, A&A, 388, 632
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., *et al.*, 2008, SPIE, 7014, 70140

LETTER TO THE EDITOR

Photometric and spectroscopic detection of the primary transit of the 111-day-period planet HD 80 606 b^{★,★★}

C. Moutou¹, G. Hébrard², F. Bouchy^{2,3}, A. Eggenberger⁴, I. Boisse², X. Bonfils⁴, D. Gravallon³, D. Ehrenreich⁴, T. Forveille⁴, X. Delfosse⁴, M. Desort⁴, A.-M. Lagrange⁴, C. Lovis⁵, M. Mayor⁵, F. Pepe⁵, C. Perrier⁴, F. Pont⁶, D. Queloz⁵, N. C. Santos⁷, D. Ségransan⁵, S. Udry⁵, and A. Vidal-Madjar²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, UMR 6110 CNRS, Université de Provence, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France
 e-mail: claire.Moutou@oamp.fr

² Institut d'Astrophysique de Paris, UMR 7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

³ Observatoire de Haute-Provence, 04870 Saint-Michel l'Observatoire, France

⁴ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université J. Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

⁵ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁶ School of Physics, University of Exeter, Exeter EX4 4QL, UK

⁷ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

Received 25 February 2009 / Accepted 19 March 2009

ABSTRACT

We report the detection of the primary transit of the extra-solar planet HD 80 606 b, thanks to photometric and spectroscopic observations performed at the Observatoire de Haute-Provence, simultaneously with the CCD camera at the 120-cm telescope and the *SOPHIE* spectrograph on the 193-cm telescope. We observed the whole egress of the transit and partially its central part, in both datasets with the same timings. The ingress occurred before sunset so was not observed. The full duration of the transit was between 9.5 and 17.2 h. The data allows the planetary radius to be measured ($R_p = 0.9 \pm 0.10 R_{\text{Jup}}$) and other parameters of the system to be refined. Radial velocity measurements show the detection of a prograde Rossiter-McLaughlin effect, and provide a hint of a spin-orbit misalignment. If confirmed, this misalignment would corroborate the hypothesis that HD 80 606 b owes its unusual orbital configuration to Kozai migration. HD 80 606 b is by far the transiting planet on the longest period detected today. Its unusually small radius reinforces the observed relationship between the planet radius and the incident flux received from the star and opens new questions for theory. Orbiting a bright star ($V = 9$), it opens opportunities for numerous follow-up studies.

Key words. stars: planetary systems – techniques: photometric – techniques: radial velocities – stars: individual: HD 80 606

1. Introduction

The extra-solar planet HD 80 606 b was discovered with the ELODIE spectrograph by Naef et al. (2001). This is a giant planet ($4 M_{\text{Jup}}$) with a 111-day orbital period on an extremely eccentric orbit ($e = 0.93$). HD 80 606 is a member of a binary system (with HD 80 607) with a separation of ~ 1200 AU ($\sim 20''$ on the sky). Wu & Murray (2003) suggest that the present orbit of HD 80 606 b results from the combination of the Kozai cycles (induced by the distant stellar companion) and tidal friction. Recently, Laughlin et al. (2009) report detecting a secondary transit for HD 80 606 b using $8 \mu\text{m}$ Spitzer observations around the periastron passage. This implies an inclination of the system near $i = 90^\circ$, and a $\sim 15\%$ probability that the planet also shows primary transits.

If transits occur, opportunities for detecting them are rare because the orbital period of the planet is almost four months. We managed an observational campaign to attempt detection of the transit of HD 80 606 b scheduled to happen on Valentine's Day (14 February 2009). We simultaneously used instruments of

two telescopes of the Observatoire de Haute-Provence (OHP), France: the CCD camera at the 120-cm telescope, and the *SOPHIE* spectrograph at the 1.93-m telescope. This allows us to report the detection of the primary transit of HD 80 606 b, in photometry as well as in spectroscopy through the Rossiter-McLaughlin effect.

We recall the stellar characteristics of the primary star, which we used in our analysis of the transit data presented hereafter: HD 80 606 is a G5-type star with a parallax measured by Hipparcos of 17 ± 5 mas. A compilation of spectroscopic data from the literature gives an effective temperature of 5574 ± 50 K, $\log g$ of 4.45 ± 0.05 and a high metallicity of 0.33 dex (Santos et al. 2004; Valenti & Fischer 2005). The stellar mass can be estimated using isochrones and we get $0.98 \pm 0.10 M_\odot$. Using the relationship between luminosity, temperature, gravity, and mass, the stellar luminosity is estimated $0.84 \pm 0.13 L_\odot$. Finally, relating radius with luminosity and temperature, we derive a radius of $0.98 \pm 0.07 R_\odot$. These mean values were obtained after several iterations over mass and radius determination. Chromospheric activity gives an age interval of 1.7 to 7.6 Gyr (Saffe et al. 2005).

2. The photometric transit of HD 80 606 b

Predicted epochs for the primary transit of HD 80 606 b were given by Laughlin et al. (2009). We carried observations around

* Based on observations made with the 1.20-m and 1.93-m telescopes at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France, by the *SOPHIE* consortium (program 07A.PNP.CONC).

** Radial velocity and photometry tables are available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/498/L5>

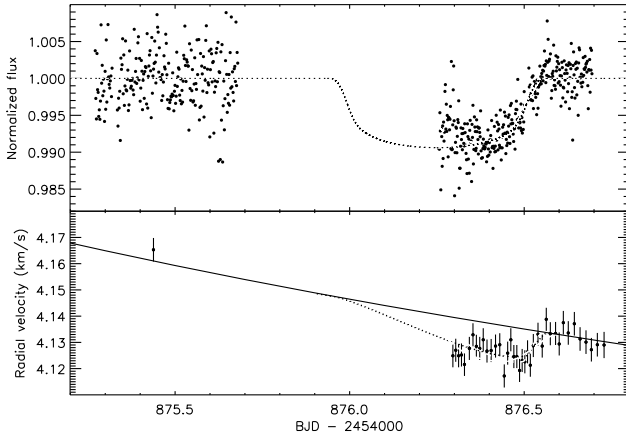


Fig. 1. Photometry (*top*) and radial velocities (*bottom*) of HD 80 606 from 12 to 14 February, 2009, obtained at OHP with the 120-cm and 193-cm telescopes, respectively. The planetary transit is detected in both datasets at the same timing. *Top*: superimposed are the two extreme ($b = 0$ in red-dashed, and $b = 0.91$ in green-long-dashed) and the mean (in blue-dotted, $b = 0.75$) models that correspond to our data set. *Bottom*: the orbital solution is overplotted (solid line, Table 1), together with Rossiter-McLaughlin effect models presented in Table 2, in red-dashed ($b = 0$, $\lambda = 0^\circ$), blue-dotted ($b = 0.75$, $\lambda = 63^\circ$), and green-long-dashed lines ($b = 0.91$, $\lambda = 80^\circ$).

the expected transit epoch JD=2454 876.5 with the 120-cm telescope at OHP, equipped with a 12 arcmin \times 12 arcmin CCD camera. The Bessel R filter and a neutral density were inserted, to insure unsaturated, focused images of the $V = 9$ target. We obtained 326 frames on 13 February 2009 and 238 frames on the preceding night, for comparison. Typical exposure times range between 60 sec on the first night and 20–30 s on the second. Aperture photometry was then performed on both data sequences. Apertures of 8 and 6 pixels were used for the first and second observing nights, respectively. The secondary companion HD 80 607 is taken as a reference for HD 80 606. Both stars are separated by 24 pixels, which prevents contamination even using simple aperture photometry. The sky background is evaluated in rings of about 12–15 pixel radii. The resulting lightcurve is shown in Fig. 1 (upper panel) with all data included. The data quality is significantly better during the transit night, because of different seeing conditions. The rms is about 0.0023 and 0.0030, respectively.

An egress is clearly detected in the data sequence obtained during the night 13–14 February. A shift of almost one half transit is observed, in comparison to expected ephemeris. Long-term systematics are observed in the lightcurve and removed by a polynomial function of the airmass, with the criterion of getting a flat section of the out-of-transit flux. This correction does not strongly affect the transit shape. It is checked on the 12–13 February sequence that long-term fluctuations are low (not corrected for in Fig. 1). The beginning of the transit sequence unambiguously shows that we do not detect the ingress of the transit. The first hour of the sequence indicates a slight decrease but the data are quite noisy due to the low object's elevation, and this may be introduced by the correction for airmass variations. We observed in total 7 h during transit on the second night, and 3.4 h after the transit. In addition, we gathered 9.8 h out of transit on the first night.

Modelling the primary transit lightcurve of HD 80 606 b is done in the first place using models of circular orbits, to constrain the inclination and the radius ratio. The Universal Transit

Table 1. Fitted orbit and planetary parameters for HD 80 606 b.

| Parameters | Values and 1- σ error bars | Unit |
|---------------------------|------------------------------------|--------------------|
| V_r (Elodie) | 3.788 ± 0.002 | km s^{-1} |
| V_r (SOPHIE) | 3.911 ± 0.002 | km s^{-1} |
| P | 111.436 ± 0.003 | days |
| e | 0.934 ± 0.003 | |
| ω | 300.6 ± 0.4 | $^\circ$ |
| K | 472 ± 5 | m s^{-1} |
| T_0 (periastron) | $2454\,424.857 \pm 0.05$ | BJD |
| $M_p \sin i$ | $4.0 \pm 0.3^\dagger$ | M_{Jup} |
| a | $0.453 \pm 0.015^\ddagger$ | AU |
| T_t (primary transit) | $2454\,876.27 \pm 0.08$ | BJD |
| T_e (secondary transit) | $2454\,424.736 \pm 0.003^\ddagger$ | BJD |
| t_{14} | $9.5\text{--}17.2$ | h |
| t_{23} | $8.7\text{--}15.7$ | h |
| M_\star | 0.98 ± 0.10 | M_\odot |
| R_\star | 0.98 ± 0.07 | R_\odot |
| R_p/R_\star | 0.094 ± 0.009 | |
| R_p | 0.9 ± 0.10 | R_{Jup} |
| b | $0.75 (-0.75, +0.16)$ | |
| i | $89.6(-0.4, +0.4)$ | $^\circ$ |

† : using $M_\star = 0.98 \pm 0.10 M_\odot$; ‡ : from Laughlin et al. (2009)

Table 2. Parameter sets for the Rossiter-McLaughlin effect models.

| i (deg) | Transit duration (h) | Ttransit BJD -2 454 000 | Spin-orbit λ (deg) | χ^2 |
|--------------|-------------------------|----------------------------|-------------------------------|----------|
| 90.0 | 17.2 | 876.20 | 0 | 33.0 |
| 89.6 | 15.5 | 876.24 | 63 | 25.3 |
| 89.2 | 9.4 | 876.32 | 86 | 33.4 |

Modeler (Deeg 2008) is used, including the limb-darkening coefficients of Claret (2000) for the r' filter, and parameters of the orbits given in the next section. Figures 1 and 2 show three transit models superimposed to the data, corresponding to impact parameter b ranging from 0 to 0.91 or inclinations ranging from 89.2 to 90.0 deg. The O–C residuals depicted in Fig. 2 correspond to an average transit duration of 13.5 h, with $b = 0.75$ and rms of 0.0023. The transit depth imposes a radius ratio R_p/R_\star of 0.094 ± 0.009 . The planet radius is then estimated to be $0.9 \pm 0.10 R_{\text{Jup}}$. To match the full transit lightcurve, a model including eccentricity would be required. The asymmetry of the ingress and egress should be detected and properly fitted, for instance. Since we have a partial transit, the approximation of the circular modelling is acceptable here, if one takes the relative projection of the transit angle and the line of sight into account. In a further study, we plan to investigate the modelling of the asymmetric transit by including the eccentric orbit. We do not expect major differences compared to the simple fit performed here, before new, more complete photometric data are obtained.

3. The spectroscopic transit of HD 80 606 b

We observed HD 80 606 with the *SOPHIE* instrument at the 1.93-m telescope of OHP. *SOPHIE* is a cross-dispersed, environmentally stabilized echelle spectrograph dedicated to high-precision radial velocity measurements (Bouchy et al. 2006; Perruchot et al. 2008). We used the high-resolution mode (resolution power $R = 75\,000$) of the spectrograph and the fast-readout mode of the CCD detector. The two $3''$ -wide circular apertures (optical fibers) were used, the first one centred on the

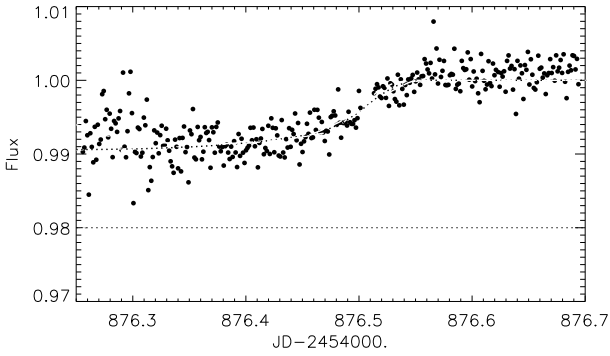


Fig. 2. Zoom-in plot on the photometric transit and the three models with the impact parameter ranging from 0 to 0.91. The residuals are shown below, with an offset of 0.02 on the Y -axis for clarity, and they correspond to the mean model with $b = 0.75$.

target and the second one on the sky to simultaneously measure its background. This second aperture, 2' away from the first one, allows us to check that there is no significant pollution due to moonlight on the spectra of the target. We obtained 48 radial velocity measurements from 8 to 17 February 2009, including a full sequence during the night 13 February (BJD = 54 876), when the possible transit was expected to occur according to the ephemeris. The exposure times range from 600 to 1500 s, insuring a constant signal-to-noise ratio. This observation was performed in parallel to the photometric ones.

The sequence of the transit night is plotted in Fig. 1, lower panel, together with the measurement secured the previous night. The Keplerian curve expected from the orbital parameters is overplotted. The radial velocities of the 13 February night are clearly blue-shifted by $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$ from the Keplerian curve in the 1st half of the night, then match the Keplerian curve in the 2nd half of the night. This is the feature expected for a planet transiting on a prograde orbit, according to the Rossiter-McLaughlin (RM) effect. This effect occurs when an object transits in front of a rotating star, causing a spectral distortion of the stellar lines profile, and thus resulting in a Doppler-shift anomaly (Ohta et al. 2005; Giménez et al. 2006b; Gaudi & Winn 2007).

On the RM feature of HD 80 606 b (Fig. 1), the third and fourth contacts occurred at BJD $\simeq 54\,876.45$ and BJD $\simeq 54\,876.55$, respectively, whereas the first contact occurred before sunset and was not observed. These timings agree with those of the photometry (Sect. 2 and Fig. 2) and the detection of the Rossiter-McLaughlin anomaly is unambiguous.

The Keplerian curve in Fig. 1 corresponds to the orbital parameters that we refined for HD 80 606 b. We used the *SOPHIE* measurements performed out of the transit, as well as 45 Keck measurements (Butler et al. 2006) and 74 ELODIE measurements (55 published by Naef et al. (2001) and 19 additional measurements obtained from BJD = 52 075 to 52 961). We allowed free radial-velocity shifts between the three datasets. We used the constraint of the secondary transit given by Laughlin et al. (2009) ($T_e = 2\,454\,424.736 \pm 0.003 \text{ HJD}$). We also used our constraint on the primary transit considering that the end of transit is $T_{\text{egress}} = 2\,454\,876.55 \pm 0.03 \text{ BJD}$. From these constraints, we estimated that the inclination of the system is from 90° ($T_t = 2\,454\,876.20 \text{ BJD}$ with 17.2 h duration) to 89.2° ($T_t = 2\,454\,876.32 \text{ BJD}$ with 9.4 h duration).

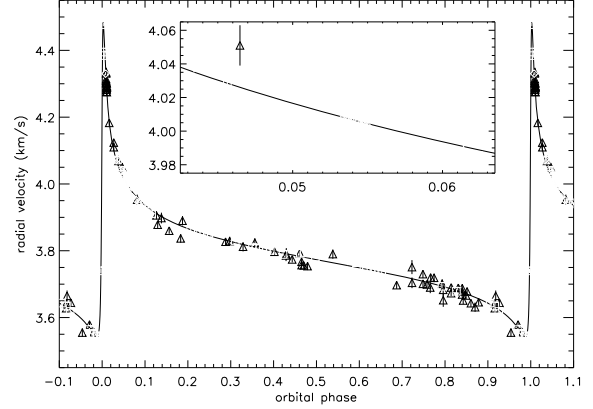


Fig. 3. Phase-folded radial velocity measurements of HD 80 606 as a function of the orbital phase, and Keplerian fit to the data. ELODIE data in blue, Keck data in red, *SOPHIE* data in green. Orbital parameters corresponding to this fit are reported in Table 1. The inset shows a zoom around the transit phase. One Keck spectrum was obtained 1 hr after transit.

Assuming those constraints, we adjusted the Keplerian orbit. The dispersion of the radial velocities around this fit is 8.6 m s^{-1} , and the reduced χ^2 is 1.4. The obtained parameters are reported in Table 1. They agree with those of Laughlin et al. (2009), except for the period, where there is a $3\text{-}\sigma$ disagreement. The full data set and orbital solution are plotted in Fig. 3. We note that no anterior data was obtained during the transit by any instrument, as shown in the inset of Fig. 3.

To model the RM effect, we used the analytical approach developed by Ohta et al. (2005). The complete model has 12 parameters: the six standard orbital parameters, the radius ratio r_p/R_* , the orbital semi-major axis to stellar radius a/R_* (constrained by the transit duration), the sky-projected angle between the stellar spin axis and the planetary orbital axis λ , the sky-projected stellar rotational velocity $v \sin I$, the orbital inclination i , and the stellar limb-darkening coefficient ϵ . For our purpose, we used the orbital parameters and photometric transit parameters as derived previously. We fixed the linear limb-darkening coefficient $\epsilon = 0.78$, based on Claret (2000) tables for filter g' and for the stellar parameters derived in Sect. 1. Our free parameters are then λ , $v \sin I$, and i . As we observed a partial transit, there is no way to put a strong constraint on the inclination i . We then decided to adjust λ for different values of i in the range $89.2\text{--}90^\circ$. The results of our fits (Table 2 and Fig. 1, lower panel) first show that the stellar rotation is prograde relative to the planet orbit. Assuming $i = 90^\circ$ and $\lambda = 0^\circ$, the projected rotation velocity of the star $v \sin I$ determined by our RM fit is 2.2 km s^{-1} . This agrees with the value 1.8 km s^{-1} obtained by Valenti & Fisher (2005), as well as our spectroscopic determination ($2\text{--}3 \text{ km s}^{-1}$) from *SOPHIE* spectra. This latest one could be slightly overestimated here due to the high metallicity of HD 80 606. We decided to fix this value and to explore the different values of inclination angle i to estimate the spin-orbit λ angle. We see in Table 2 that, if the transit is not central, then the RM fit suggests that the spin-orbit angle is not aligned.

4. Discussion and conclusion

Despite the low probability of a 111-day period system being seen edge-on at both at the primary and the secondary transit phases (about 1% in the case of HD 80 606 b), the data acquired

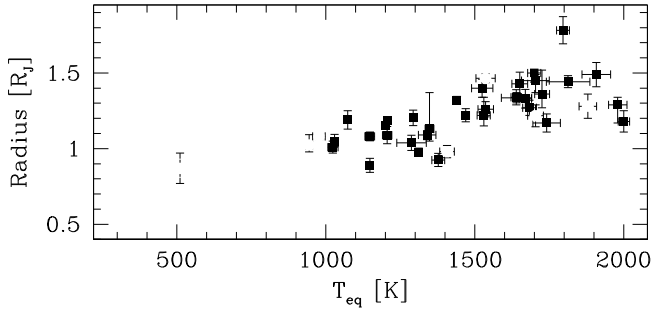


Fig. 4. Radius of transiting gas giant planets as a function of the equilibrium temperature ($T_{\text{eq}} \sim T_*(R_p/a)^{1/2}(1 - e^2)^{-1/8}$). HD 80 606 is circled. Its position reinforces the correlation between incident flux and radius. All transiting gas giants are included above $0.4 M_{\text{Jup}}$. The red circles show the planets with mass higher than $2 M_{\text{Jup}}$. They follow the same tendency as Jupiter-like planets (black squares).

at the Observatoire de Haute-Provence and presented here show this alignment unambiguously. With a partial transit observed, we were able to constrain the orbital parameters, including the inclination with a precision of $\approx 0.4^\circ$, and to measure the planetary radius. The error bars of our measurements should be taken with caution, however, and the system's parameters slightly revised when more complete data is obtained, since systematic noise is more difficult to correct with incomplete transits.

The planet has a low radius ($0.9 R_{\text{Jup}}$) considering its mass ($4 M_{\text{Jup}}$). Since it is also by far the transiting gas giant receiving the lower irradiation from its parent star, it is tempting to see its small radius as reinforcing the explanation of anomalously large hot Jupiters as caused primarily to stellar irradiation, as proposed for instance by Guillot & Showman (2002). Figure 4 shows the increasingly clear correlation between equilibrium temperature and size for transiting gas giants. The relation holds for both massive planets ($> 2 M_{\text{Jup}}$) and Jupiter-like planets. Tidal effects (Jackson et al. 2007) may play a role in the observed radius of HD 80 606 b. The high metallicity of the parent star also helps provide refractory material for a massive core, although the required enrichment would be beyond actual expectations. More theoretical development is needed to reproduce the system's parameters, taking the whole history of orbital evolution and variations in the irradiation conditions into account.

Most of the ~ 60 known transiting planets are orbiting close to their hosting stars. Only 5 of them have periods longer than 5 days, the most distant from its star being HD 17 156 b, on a 21.2-day period. HD 80 606 b has by far the longest period (111.4 days). It may be compared to other planetary systems with a massive planet in an eccentric orbit: HD 17 156, HAT-P-2, and XO-3. HD 80 606 b has a smaller radius than those planets, which can be related to the migration history or to the changes in stellar irradiation along the orbit (Laughlin et al. 2009). The shape of the Rossiter-McLaughlin anomaly shows that the orbit of HD 80 606 b is prograde, and suggests that it could be significantly inclined relative to the stellar equator. Since a high initial relative inclination is a key requirement for Kozai migration to work (Wu & Murray 2003), this observation is not surprising. Tighter constraints on the spin-orbit misalignment in HD 80 606 may support the Wu & Murray formation scenario and may provide compelling evidence that the orbital evolution

of HD 80 606 b was once dominated by the binary companion. Among the 11 other transiting planets with Rossiter-McLaughlin measurements, the only system to show a significant spin-orbit misalignment is XO-3, another massive and eccentric planet (Hébrard et al. 2008; Winn et al. 2009). HAT-P-2b is aligned (Winn et al. 2007; Loeillet et al. 2008).

HD 80 606 b is thus a new Rosetta stone in the field of planetary transits. By orbiting a bright star ($V = 9$), it opens opportunities for numerous follow-up studies, including: observation of a full photometric transit from space or multi-site campaigns to measure a complete spectroscopic transit sequence.

After submission, we learned that other observations of this system had been obtained on the same day. Fossey et al. (2009) and Garcia-Melendo & McCullough (2009) independently confirm the detection of the photometric transit. In addition, MEarth observations (Charbonneau, priv. comm. and oklo.org) held in Arizona show a flat lightcurve of HD 80 606, which limits the transit duration to less than 12 h, hence reinforcing evidence of a spin-orbit misalignment (solutions of red and blue models in Fig. 1 are rejected). The grazing eclipse configuration would also result in a slightly larger planetary radius. Further analyses will follow in a forthcoming paper.

Acknowledgements. We are extremely grateful to Greg Laughlin for calling attention to the potential transit and encouraging observations. We thank the technical team at Haute-Provence Observatory for their support with the *SOPHIE* instrument and the 1.93-m and 1.20-m telescopes. Financial support for the *SOPHIE* Consortium from the “Programme national de planétologie” (PNP) of CNRS/INSU, France, and from the Swiss National Science Foundation (FNSRS) are gratefully acknowledged. We also acknowledge support from the French National Research Agency (ANR). N.C.S. would like to thank Fundação para a Ciência e a Tecnologia, Portugal, for the support through programme Ciência 2007 and project grant reference PTDC/CTE-AST/66643/2006.

References

- Bouchy, F., & the Sophie team 2006, in Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319
- Butler, R. P., Wright, J. T., Marcy, G. W., et al. 2006, *ApJ*, 646, 505
- Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081
- Deeg, H. J. 2008, in Transiting Planets, IAU Symp., 253, in press
- Fabrycky, D. C., & Winn, J. N. 2009, *ApJ*, in press [arXiv:0902.0737]
- Fossey, S., Waldemann, I., & Kipping, D. 2009, *MNRAS*, in press [arXiv:0902.4616]
- Garcia-Melendo, E., & McCullough, P. 2009, *ApJ*, in press [arXiv:0902.4493]
- Gaudi, B. S., & Winn, J. N. 2007, *ApJ*, 655, 550
- Giménez, A. 2006b, *ApJ*, 650, 408
- Guillot, T., & Showman, A. 2002, *A&A*, 385, 156
- Hébrard, G., Bouchy, F., Pont, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 52
- Burrows, A., Hubeny, I., Budaj, J., & Hubbard, W. B. 2007, *ApJ*, 661, 502
- Jackson, B., Barnes, R., & Greenberg, R. 2008, *MNRAS*, 391, 237
- Laughlin, G., Deming, D., Langton, J., et al. 2009, *Nature*, 457, 562
- Loeillet, B., Shporer, A., Bouchy, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 529
- Naef, D., Latham, D. W., Mayor, M., et al. 2001, *A&A*, 375, 27
- Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y. 2005, *ApJ*, 622, 1118
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, *SPIE*, 7014, 17
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 415, 1153
- Saffe, C., Gómez, M., & Chavero, C. 2005, *A&A*, 443, 609
- Valenti, J. A., & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141
- Winn, J. N., Holman, M. J., Bakos, G. A., et al. 2007, *ApJ*, 665, L167
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Fabrycky, D., et al. 2009, submitted [arXiv:0902.3461]
- Wu, Y., & Murray, N. 2003, *ApJ*, 589, 605

The *SOPHIE* search for northern extrasolar planets^{★,★★}

I. A companion around HD 16760 with mass close to the planet/brown-dwarf transition

F. Bouchy^{1,2}, G. Hébrard¹, S. Udry³, X. Delfosse⁴, I. Boisse¹, M. Desort⁴, X. Bonfils⁴, A. Eggenberger⁴, D. Ehrenreich⁴, T. Forveille⁴, A. M. Lagrange⁴, H. Le Coroller², C. Lovis³, C. Moutou⁵, F. Pepe³, C. Perrier⁴, F. Pont⁶, D. Queloz³, N. C. Santos⁷, D. Ségransan³, and A. Vidal-Madjar¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France
e-mail: bouchy@iap.fr

² Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, 04870 St Michel l'Observatoire, France

³ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁴ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université J. Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

⁵ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex 13, France

⁶ School of Physics, University of Exeter, Exeter, EX4 4QL, UK

⁷ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

Received 5 May 2009 / Accepted 13 July 2009

ABSTRACT

We report on the discovery of a substellar companion or a massive Jupiter orbiting the G5V star HD 16760 using the spectrograph *SOPHIE* installed on the OHP 1.93-m telescope. Characteristics and performances of the spectrograph are presented, as well as the *SOPHIE* exoplanet consortium program. With a minimum mass of $14.3 M_{\text{Jup}}$, an orbital period of 465 days and an eccentricity of 0.067, HD 16760b seems to be located just at the end of the mass distribution of giant planets, close to the planet/brown-dwarf transition. Its quite circular orbit supports a formation in a gaseous protoplanetary disk.

Key words. planetary systems – techniques: radial velocities – stars: individual: HD 16760

1. Introduction

The vast majority of 350 known exoplanets have been found thanks to radial velocity measurements. Far from being an old-fashioned technique, Doppler measurements have illustrated these past years their capabilities extending the exoplanet search around a wide variety of stars. The sensitivity of this technique continuously increases, opening the possibility of exploring the domain of low-mass planets down to a few Earth masses, to discover and characterize multiple planetary systems, to perform long-term surveys to find true Jupiter-like planets, to establish the planetary nature and to characterize the transiting candidates of photometric surveys. Doppler surveys for exoplanet require high-precision spectrographs and a significant amount of telescope time over a long duration.

The *SOPHIE* spectrograph (Bouchy et al. 2006; Perruchot et al. 2008) has been in operation since October 2006 at the 1.93-m telescope of Observatoire de Haute-Provence. To benefit from experience acquired on HARPS (Pepe et al. 2002) and take the limitations of the ELODIE spectrograph into account (Baranne et al. 1996), *SOPHIE* was designed to obtain precise radial velocities with much higher throughput than its

predecessor and to be operated as a northern counterpart of HARPS. This instrument is briefly described in Sect. 2. In October 2006, the *SOPHIE* consortium started a large and comprehensive program to search for and characterize exoplanets described in Sect. 3. We report in Sect. 4 the detection of a substellar companion or a massive Jupiter around HD 16760 and discuss in Sect. 5 the properties and nature of this object located at the upper limit of the mass distribution of giant planets.

2. The *SOPHIE* spectrograph

SOPHIE architecture mainly benefits from experience with ELODIE and HARPS. A detailed technical description of this instrument is given by Perruchot et al. (2008). In this section we briefly describe the main properties of the spectrograph and its different observing modes. *SOPHIE* is a cross-dispersed, environmentally stabilized echelle spectrograph dedicated to high-precision radial velocity measurements. The detector (EEV-4482) is a thinned, back-illuminated, anti-reflection coated $4\text{ k} \times 2\text{ k}$ $15\text{-}\mu\text{m}$ -pixel CCD cooled at -100°C , with slow- and fast-readout modes. It records 39 spectral orders covering the wavelength domain from 3872 to 6943 Å. The spectrograph is fed through a pair of $3''$ -wide optical fibers for the high-resolution mode ($R = 75\,000$, obtained from an extra slit), and another pair for the high-efficiency mode ($R = 40\,000$, allowing one magnitude gain). The high-resolution mode is equipped with a double-fiber scrambler (Brown 1990) to homogenize and stabilize the illumination of the spectrograph entrance. For each

[★] Based on observations made with *SOPHIE* spectrograph on the 1.93-m telescope at Observatoire de Haute-Provence (CNRS/OAMP), France (program 07A.PNP.CONC).

^{★★} Table 2 is also available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](ftp://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/505/853>

fiber pair, one aperture is used for starlight, whereas the other one, 2' away from the first one, can be used either on a Thorium-Argon lamp for tracking spectrograph drift (*thosimult* mode), or on the sky to estimate background pollution, especially in case of strong moonlight (*objAB* mode). Both aperture can also be simultaneously put on Thorium-Argon or tungsten lamps for wavelength or flat-field calibrations, respectively. Apart from thermal precautions, the key point for stability is the encapsulation of the dispersive components in a constant pressure tank. This solution stabilizes the air refractive index sensitive to atmospheric pressure variations. With such a concept, typical intrinsic drift of the spectrograph is less than 3 m s^{-1} per hour. The ELODIE front-end adaptor (Baranne et al. 1996) is still used for *SOPHIE*. It holds the calibration lamps, the atmospheric dispersion corrector and the guiding system. Compared to ELODIE, *SOPHIE* leads to 1) gain on photon efficiency by a factor of 10 in high-efficiency mode; 2) increase in the spectrograph's radial velocity stability by a factor of 3; and 3) increase in the spectral resolution from 42 000 to 75 000 for the high-resolution mode.

The spectra are extracted from the detector images and the radial velocities are measured online with the *SOPHIE* pipeline derived and adapted from the HARPS one¹. The spectra extraction includes localization of the 39 spectral orders on the 2D-images, optimal order extraction, cosmic-ray rejection, wavelength calibration, and spectral flat-field correction, yielding a two dimension spectra (E2DS). The orders are then merged and rebinned after correction of the blaze function, yielding a one-dimensional spectrum (S1D). The E2DS spectra are cross-correlated with numerical masks corresponding to different spectral types (F0, G2, K0, K5, M4), and the resulting cross-correlation functions (CCFs) are fitted by Gaussians to get the radial velocities (Baranne et al. 1996; Pepe et al. 2002).

Following the approach of Santos et al. (2002), we calibrated the CCF to determine the projected rotational velocity $v \sin i$ and the metallicity index $[\text{Fe}/\text{H}]$. We also calibrated the CCF to compute the RV photon-noise uncertainty σ_{RV} . Following the approach of Santos et al. (2000), we computed and calibrated the chromospheric-activity index R'_{HK} based on our *SOPHIE* spectra.

The *SOPHIE* radial velocity measurements were initially affected by a systematic effect at low signal-to-noise ratio caused by CCD charge transfer inefficiency (CTI), which increases at a low flux level. This effect was calibrated and is now corrected by the pipeline, which reallocates the charge lost during the readout process on each extracted pixel (Bouchy et al. 2009). Uncertainties on the radial velocity measurements include photon noise, uncertainties in the wavelength calibration, and systematic instrumental errors. The photon-noise RV uncertainty depends on the signal-to-noise of the spectra, as well as on the spectral type and the rotation velocity $v \sin i$ of the observed star (Bouchy et al. 2001). It can be approximated by the semi-empirical estimator $\sigma_{\text{RV}} = A \times \sqrt{\text{FWHM}} / (S/N \times C)$, where *FWHM* is the full width at half maximum of the CCF (in same unit as σ_{RV}), *C* is its contrast (in percent of the continuum), *S/N* is the signal-to-noise ratio per pixel at 550 nm, and the scaling factor $A = 1.7$ or 3.4 in high-resolution or high-efficiency mode, respectively. For a non rotating K-dwarf star, an *S/N* per pixel of 150 provides a photon-noise RV uncertainty of 1 m s^{-1} . Such an *S/N* is obtained on 5-mn on a 6.5 mag star. The uncertainty of the wavelength calibration was estimated to 1 m s^{-1} . Telescope guiding and centering errors in average weather

conditions are typically of 0.3–1 arcsec. In high-resolution mode, these errors imply an RV jitter of $3\text{--}4 \text{ m s}^{-1}$ due to the insufficient scrambling gain of the fiber. This corresponds to the dispersion obtained on the *SOPHIE* measurements around the orbit of HD 189733b, after correction for the stellar jitter (Boisse et al. 2009). Uncertainties due to guiding errors are more than twice this level in high-efficiency mode because of the absence of scrambler in this instrumental setup.

The present radial velocity precision obtained on stable stars is about $4\text{--}5 \text{ m s}^{-1}$ over several semesters. This limitation is mainly caused by guiding and centering effects on the fiber entrance at the telescope focal plan and the insufficient scrambling provided by the fiber and the double scrambler. An upgrade of the Cassegrain fiber adapter is presently being carried out, including a new high-precision guiding camera and a new double scrambler, with the goal of reaching the precision level of 1–2 m/s.

3. The *SOPHIE* exoplanet program

The *SOPHIE* consortium program is devoted exclusively to study and characterizing exoplanets, in continuation of a planet-search program initiated 15 years ago with the ELODIE spectrograph (Queloz et al. 1998) and to complement the HARPS program performed in the southern hemisphere (Mayor et al. 2003). We started a key program on October 2006 with the aim of covering a large part of the exoplanetary science and constraining on the formation and evolution processes of planetary systems. Our observing strategies and target samples are optimized to achieve a variety of science goals and to solve several important issues: 1) mass function of planets below the mass of Saturn; 2) planetary statistical properties to constrain the formation and evolution models; 3) relationships between planets and the physical and chemical properties of their stars; 4) detection of exoplanets around nearby stars, allowing space and ground-based follow-up; 5) deep characterization of known transiting exoplanets including long term follow-up and spectroscopic transit analysis. All these aspects are treated through 5 complementary subprograms discussed below and using about 60 nights per semester with *SOPHIE* at the 1.93-m telescope.

– High precision search for super-Earths

Only a few percent of the 350 detected planets have masses less than $0.1 M_{\text{Jup}}$, and the present precision of radial velocity surveys means that the distribution of planetary masses is heavily biased against low-mass planets. Recent HARPS discoveries indicate that these low-mass exoplanets are not rare and suggest that 30% of inactive G and K dwarfs solar-type harbor Neptune or rocky planets with periods shorter than 50 days (Lovis et al. 2009; Mayor et al. 2009). From the ELODIE survey and from our volume-limited subprogram, we pre-selected a sample of about 200 inactive bright solar-type stars to explore this domain of low-mass planets.

– Giant planets survey on a volume-limited sample

For a large volume-limited sample of 2000 stars, we are performing a first screening to identify new Hot Jupiters and other Jovian-type planets orbiting near and bright stars. Increasing the list of Hot Jupiters offers a chance to find a transiting one orbiting a bright star appropriate for additional study of planetary atmosphere. This survey will also provide better statistics to search for any new properties of the distribution of exoplanet parameters. We include on this subprogram

¹ <http://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/instruments/harps/>

the long-term follow-up and the spin-orbit analysis – from the Rossiter-McLaughlin effect – of known transiting giant exoplanets to respectively detect additional companions and determine the spin-orbit angle of the system.

– Search for exoplanets around M-dwarfs

A systematic search for planets is being made for a volume-limited sample of 180 M-dwarfs closer than 12 parsecs. This survey of low-mass stars will give us a chance to derive the frequency of planets as a function of the stellar mass. The objectives are 1) to detect exoplanets of few Earth masses in the habitable zone; 2) to determine the statistics of planetary systems orbiting M-dwarfs in combining these 180-M dwarfs sample with 100-M dwarfs monitored with HARPS; and 3) to identify new potential transiting Hot Neptunes.

– Search for exoplanets around early-type main sequence stars

A systematic search for planets around a sample of 300 early-type main sequence stars (A and F stars) is being performed to study the impact of the host star mass on the exoplanet formation processes. Such stars were previously not included in the exoplanet surveys due to their lack of spectral lines and high rotation broadening. A specific pipeline was developed to compute radial velocity on these specific targets (Galland et al. 2005a) with an accuracy allowing the detection of planets from massive hot Jupiters for fast-rotating A stars, and down to Neptune-mass planets for the slowest F stars.

– Long-term follow-up of ELODIE long period candidates

The ELODIE program for exoplanet search that started in 1994 was performed on a sample of 320 G and K stars. About 40 of these stars present evidence of long-term trends that may come from giant planets with Jupiter or Saturn-like orbits. A long-term follow-up of these candidates is being performed to explore the domain of long period (≥ 10 years) planets.

As part of the *SOPHIE* consortium programs, the detection of four exoplanets have been published up to now: HD 43691b and HD 132406b (Da Silva et al. 2008), HD 45652b (Santos et al. 2008), and θ Cygni b (Desort et al. 2009). These planets respectively have minimum masses of 2.5, 5.6, 0.5, and $2.3 M_{\text{Jup}}$ with 37, 975, 44, and 154 day periods. There were first found from the ELODIE or CORALIE survey then monitored by *SOPHIE*. Spectroscopic transits of the massive planets HD 147506b and XO-3b have been also observed (Loeillet et al. 2008 and Hébrard et al. 2008, respectively), allowing refinement of the parameters of the system, and detection of a first case of misaligned spin-orbit for XO-3 (recently confirmed by Winn et al. 2009). A study of the stellar activity of the transiting planet host star HD 189733 is also presented by Boisse et al. (2009). Recently the transit of the 111-day period exoplanet HD 80606b was established by Moutou et al. (2009).

Outside of the consortium programs, *SOPHIE* plays an efficient role in the Doppler follow-up of photometric surveys for planetary transit searches. It allowed the planetary nature to be established for transiting candidates found by SuperWASP (e.g. Collier Cameron et al. 2007; Pollacco et al. 2008; Hebb et al. 2008), by HAT (Bakos et al. 2007), and by the CoRoT space mission (e.g. Barge et al. 2008; Bouchy et al. 2008; Moutou et al. 2008; Deleuil et al. 2008; Rauer et al. 2009), as well as the parameters of these new planets to be characterized, including measuring the masses.

Table 1. Adopted stellar parameters for HD 16760.

| Parameters | Values | References |
|----------------------------|------------------|-------------------------------------|
| m_v | 8.744 | Nordström et al. (2004) |
| Spectral type | G5V | Hipparcos catalog |
| $B - V$ | 0.71 ± 0.02 | Hipparcos catalog |
| Distance [pc] | 50 ± 7 | Hipparcos catalog |
| pmRA [mas/yr] | 82.8 ± 3.1 | Hipparcos catalog |
| pmDEC [mas/yr] | -110.6 ± 3.1 | Hipparcos catalog |
| $v \sin i$ [km s $^{-1}$] | 2.8 ± 1.0 | this work |
| $\log R'_{\text{HK}}$ | -5.0 ± 0.1 | this work |
| [Fe/H] | -0.02 ± 0.03 | this work |
| T_{eff} [K] | 5620 ± 30 | Nordström et al. (2004) & this work |
| $\log g$ [cgs] | 4.51 ± 0.1 | this work |
| Mass [M_{\odot}] | 0.88 ± 0.08 | Nordström et al. (2004) & this work |

In the next section we present the detection of the substellar companion orbiting HD 16760 as part of our subprogram 2 “*Giant planets survey on a volume-limited sample*”.

4. The substellar companion of HD 16760

4.1. Stellar properties of HD 16760

HD 16760 (HIP 12638, BD+37 604) is a G5V star located 50 pc away according the Hipparcos parallax. Table 1 summarizes the stellar parameters. From spectral analysis of the *SOPHIE* data using the method presented in Santos et al. (2004), we derived $T_{\text{eff}} = 5608 \pm 20$ K, $\log g = 4.51 \pm 0.10$, [Fe/H] = -0.02 ± 0.03 , and $M_* = 0.86 \pm 0.06 M_{\odot}$, which agrees with values from the literature. For the temperature and the mass, the values we adopt in Table 1 are compromise values between ours and those obtained by Nordström et al. (2004) ($T_{\text{eff}} = 5636$ K and $M_* = 0.91^{+0.08}_{-0.04} M_{\odot}$). We derive $v \sin i = 2.8 \pm 1.0$ km s $^{-1}$ from the parameters of the CCF using a calibration similar to those presented by Santos et al. (2002), in agreement with the value $v \sin i = 3$ km s $^{-1}$ from Nordström et al. (2004). The CCF also allows the value [Fe/H] = 0.06 ± 0.05 to be measured, which agrees with but is less accurate than the metallicity obtained above from spectral analysis. This target has a quiet chromosphere with no emissions in the Ca II lines ($\log R'_{\text{HK}} = -5.0 \pm 0.1$), making it a favorable target for planet searches from radial velocity measurements.

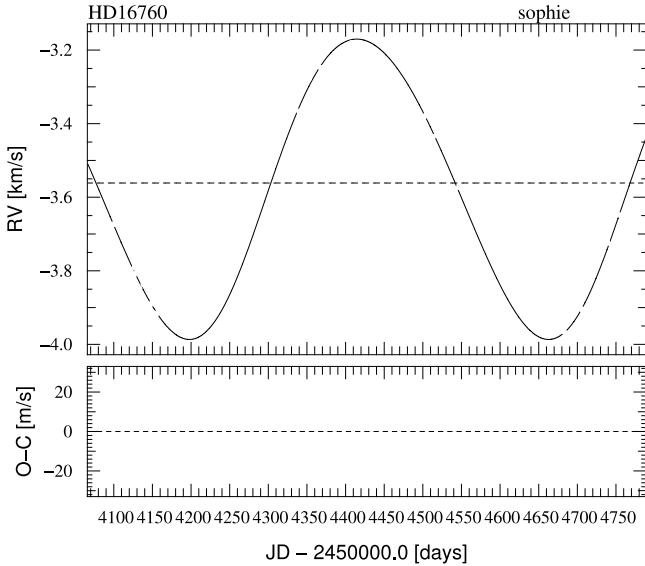
HD 16760 has a stellar companion, HIP 12635 (Apt 1988; Sinachopoulos 2007), located 14.562 ± 0.008 arcsec in the north and 1.521 ± 0.002 mag fainter. From the Hipparcos catalog (Perryman et al. 1997), HIP 12635 has similar distance (45 ± 17 pc) and similar proper motions (pmRA = 107 ± 17 mas/yr, pmDEC = -103 ± 12 mas/yr) with HD 16760, making them a likely physical system, with a separation > 700 AU and an orbital period $> 10\,000$ years. This would induce tiny radial velocity variations on the stars, below 0.2 m s $^{-1}$ yr $^{-1}$.

4.2. Radial velocity measurements and Keplerian fit

We acquired 20 spectra of HD 16760 within *objAB* mode with *SOPHIE* between December 2006 and October 2008 under good weather conditions. Two of these 20 spectra were significantly contaminated by the Moon. The velocity of the CCF due to the Moon was far enough from those of the target to avoid any significant effect on the radial velocity measurement. We did not use these two spectra, however, for the spectral analysis presented in Sect. 4.1.

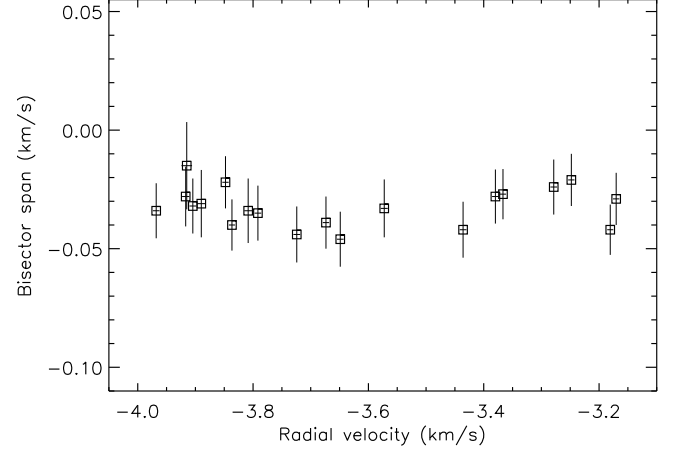
Table 2. Radial velocities of HD 16760 measured with *SOPHIE*.

| BJD -2 400 000 | RV (km s ⁻¹) | $\pm 1\sigma$ (km s ⁻¹) | Exp. time (s) | S/N p. pix. (at 550 nm) |
|-------------------|-----------------------------|--|------------------|------------------------------|
| 54 099.3679 | -3.6736 | 0.0055 | 300 | 62.5 |
| 54 126.3439 | -3.7916 | 0.0058 | 300 | 52.1 |
| 54 127.2914 | -3.8085 | 0.0068 | 480 | 36.2 |
| 54 133.2541 | -3.8478 | 0.0055 | 224 | 61.4 |
| 54 138.3414 | -3.8366 | 0.0054 | 673 | 67.1 |
| 54 148.3393 | -3.8898 | 0.0071 | 224 | 35.1 |
| 54 151.3375 | -3.9150 | 0.0092 | 225 | 30.0 |
| 54 155.2737 | -3.9168 | 0.0063 | 180 | 43.5 |
| 54 339.6353 | -3.3666 | 0.0053 | 512 | 78.7 |
| 54 352.6607 | -3.2786 | 0.0058 | 380 | 52.0 |
| 54 367.6375 | -3.2481 | 0.0055 | 300 | 61.2 |
| 54 407.4733 | -3.1806 | 0.0053 | 500 | 79.5 |
| 54 434.4441 | -3.1703 | 0.0055 | 620 | 64.2 |
| 54 502.2489 | -3.3798 | 0.0057 | 443 | 54.5 |
| 54 513.2880 | -3.4358 | 0.0059 | 464 | 53.4 |
| 54 546.2900 | -3.5725 | 0.0061 | 1304 | 47.3 |
| 54 683.6329 | -3.9680 | 0.0058 | 393 | 51.4 |
| 54 705.6646 | -3.9045 | 0.0058 | 379 | 51.2 |
| 54 739.5899 | -3.7242 | 0.0059 | 350 | 50.1 |
| 54 755.5295 | -3.6488 | 0.0058 | 270 | 51.2 |

**Fig. 1.** *Top*: radial velocity *SOPHIE* measurements of HD 16760 as a function of time, and Keplerian fit to the data. The orbital parameters corresponding to this fit are reported in Table 3. *Bottom*: residuals of the fit with $1\text{-}\sigma$ error bars.

The derived radial velocities are reported in Table 2, together with the journal of observations. Their typical accuracy is around 6 m s^{-1} , which is the quadratic sum of three sources of noise: photon noise (3 m s^{-1}), guiding (4 m s^{-1}), and spectrograph drift (3 m s^{-1}).

The radial velocities, shown in Fig. 1, present clear variations on the order of hundreds of m s^{-1} , without significant variations ($\sigma < 10 \text{ m s}^{-1}$) in the CCF bisector (Fig. 2), thus in agreement with the reflex motion due to a companion. We fitted the data with a Keplerian model. The solution is a 465-day period oscillation with a semi-amplitude $K = 408 \text{ m s}^{-1}$, corresponding to a substellar companion, with a minimum mass $m_p \sin i = 14.3 M_{\text{Jup}}$. The derived orbital parameters are reported in Table 3, together with error bars, which were computed from χ^2 variations and Monte Carlo experiments.

**Fig. 2.** Bisector span as a function of the radial velocity.**Table 3.** Fitted orbit and planetary parameters for HD 16760b.

| Parameters | Values and $1\text{-}\sigma$ error bars | Unit |
|----------------------|---|--------------------|
| V_r | -3.561 ± 0.004 | km s^{-1} |
| P | 465.1 ± 2.3 | days |
| e | 0.067 ± 0.010 | |
| ω | -128 ± 10 | $^\circ$ |
| K | 408 ± 7 | m s^{-1} |
| T_0 (periastron) | $2\,454\,723 \pm 12$ | BJD |
| $\sigma(\text{O-C})$ | 10.1 | m s^{-1} |
| reduced χ^2 | 2.0 | |
| N_{obs} | 20 | |
| $m_p \sin i$ | $14.3 \pm 0.9^\dagger$ | M_{Jup} |
| a | $1.13 \pm 0.03^\dagger$ | AU |

† Using $M_\star = 0.88 \pm 0.08 M_\odot$.

The standard deviation of the residuals to the fit is $\sigma(\text{O-C}) = 10.1 \text{ m s}^{-1}$. This is higher than the 6-m s^{-1} estimated uncertainty on the individual measurements. Although about 23% of gaseous giant planets are in a multiple planetary system, we have not yet identified any indication for a second body orbiting HD 16760. With a maximum semi-amplitude of 20 m s^{-1} , the residuals of the fit do not exhibit structures, denying a possible inner planet with $m_p \sin i \geq 0.7 M_{\text{Jup}}$. A longer period planet may induce a drift lower than $20 \text{ m s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ during our observational period.

5. Discussion and conclusion

Our RV measurements indicate that a substellar companion with a projected mass $m_p \sin i = 14.3 M_{\text{Jup}}$ is orbiting HD 16760. With the degeneracy of inclination angle i , it is difficult to conclude anything about the exact nature of this companion. It may correspond to a massive planet, formed in a gaseous protoplanetary disk, or a brown dwarf issued from collapse in a giant molecular cloud.

Figure 3 shows the mass distribution of massive planets ($m_p \sin i \geq 3 M_{\text{Jup}}$) and light brown dwarfs ($M_c \sin i \leq 30 M_{\text{Jup}}$) found by radial velocity surveys. From the Extrasolar Planets Encyclopaedia list², we completed with HD 137510b (Endl et al. 2004), HD 180777b (Galland et al. 2005b), and HD 16760b (this paper), totaling 89 objects including 10 with masses between 15 and $30 M_{\text{Jup}}$. It is worthwhile noticing that, although based on a small number of object, the mass distribution of transiting

² <http://exoplanet.eu>

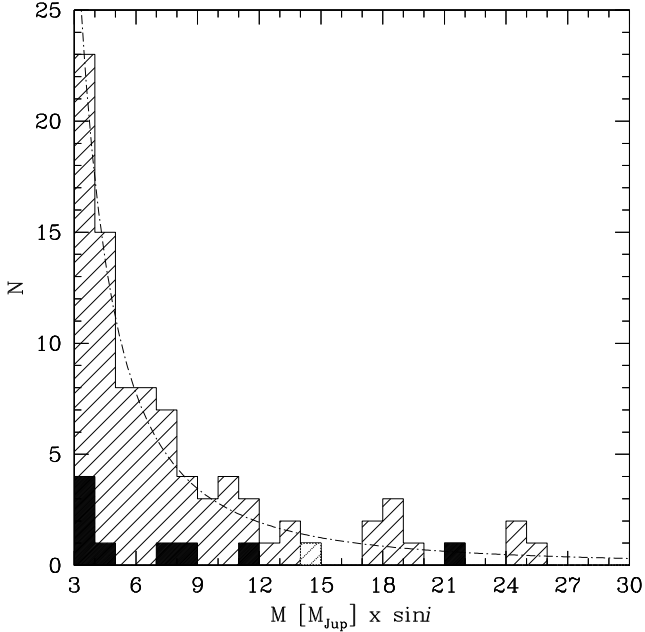


Fig. 3. Mass distribution of massive planets ($m_p \sin i \geq 3 M_{\text{Jup}}$) and light brown dwarfs ($M_c \sin i \leq 30 M_{\text{Jup}}$) found by radial velocity surveys. The dashed curve corresponds to the relation M^{-2} ($dN/dM = M^{-1}$). The black shaded histogram corresponds to the transiting planets with true masses (excluding non-confirming objects SWEEPS-11 and SWEEPS-04). HD 16760b, with $m_p \sin i = 14.3 M_{\text{Jup}}$, is identified by the red-filled box. Black-filled symbols correspond to transiting companions.

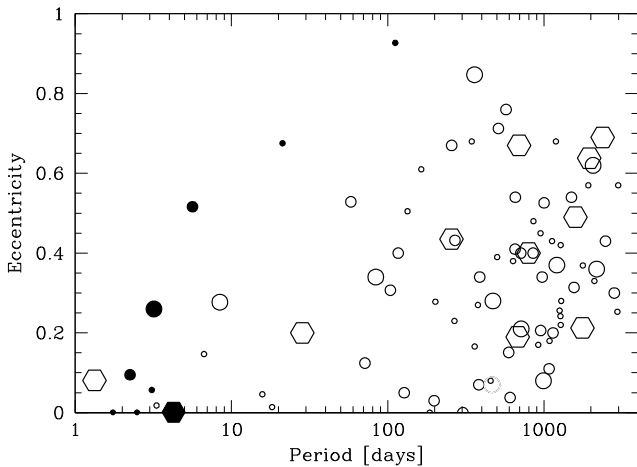


Fig. 4. Eccentricity–period diagram of massive exoplanets and light brown dwarfs. The size of circle is a function of the mass (3–5, 5–10, 10–15 M_{Jup}). Hexagonal points correspond to objects with mass greater than 15 M_{Jup} . HD 16760b, with $P = 465$ days and $e = 0.067$, is identified by the red circle. Black filled symbols correspond to transiting companions.

planets follows the same trend as non-transiting planets. Indeed, the ratio of transiting planets over non-transiting planets is about the same: 9.2, 9.5 and 10 for the bins 3–6, 6–9, and 9–12 M_{Jup} , respectively. In this histogram, HD 16760b seems to be located just at the end of the mass distribution of giant planets. Although based on small numbers, substellar companions with minimum mass greater than 17 M_{Jup} do not seem to follow the M^{-2} relation.

Figure 4 shows the eccentricity–period diagram of massive exoplanets and light brown dwarfs. HD 16760b confirms the

observed trend that more massive companions are found for longer period planets (Udry & Santos 2007). We also notice that all companions with masses over 15 M_{Jup} have an eccentricity greater than 0.2 except CoRoT-exo-3b (Deleuil et al. 2008) and HD 41004Bb (Zucker et al. 2004) in very close-in orbits (with periods of respectively 4.2 et 1.3 days) that are tidally circularized. The properties of HD 16760b make it an interesting substellar companion. With a mass greater than the Deuterium burning limit (13 M_{Jup}), it may be defined as a brown-dwarf. However its quite circular orbit supports formation in a gaseous protoplanetary disk. Using another approach, Halbwachs et al. (2005) studied the eccentricity distribution for exoplanets and binary stars with a mass ratio lower than 0.8 (non twin binaries). They find that exoplanets have orbits with eccentricities significantly lower than those of the non-twin binaries, reinforcing the hypothesis that planetary systems and stellar binaries are not products of the same physical process.

HD 16760b is in a visual and physical binary system. However, in the mass-period and eccentricity-period diagrams, HD 16760b is located in a region not populated much by planets in binary systems. The discovery of this long-period, low-eccentricity planet thus adds to the growing evidence that, in contrast to short-period planets, long-period (≥ 100 days) planets residing in binaries possess the same statistical properties as their counterparts orbiting single stars (Eggenberger et al. 2004; Mugrauer et al. 2005; Desidera et al. 2007).

HD 16760b would induce a motion of its host star of at least ± 0.35 milli-arcsec. The future Gaia ESA space mission scheduled for launch in late 2011 should be able to detect this system from astrometry, and thus would allow the inclination of the system to be measured and the true mass to be determined. Detailed characterization of this substellar companion close to planet/brown-dwarf transition will help to distinguish the differences of formation processes between these two populations.

Acknowledgements. The authors thanks all the staff of Haute-Provence Observatory for their contribution to the success of the *SOPHIE* project and their support at the 1.93-m telescope. We wish to thank the “Programme National de Planétologie” (PNP) of CNRS/INSU, the Swiss National Science Foundation, and the French National Research Agency (ANR-08-JCJC-0102-01 and ANR-NT05-4-44463) for their continuous support to our planet-search programs. F.B. acknowledges S.F.Y.B.L.S for continuous support and advice.

References

- Abt, H. A. 1988, *ApJ*, 331, 922
- Bakos, G. A., Shporer, A., Pal, A., et al. 2007, *ApJ*, 671, L173
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1994, *A&AS*, 119, 373
- Barge, P., Baglin, A., Auvergne, M., et al. 2008, *A&A*, 482, L17
- Boisse, I., Moutou, C., Vidal-Madjar, A., et al. 2009, *A&A*, 495, 959
- Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, *A&A*, 374, 733
- Bouchy, F., and the Sophie team 2006, in *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies*, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319
- Bouchy, F., Queloz, D., Deleuil, M., et al. 2008, *A&A*, 482, L25
- Bouchy, F., Isambert, J., Lovis, C., et al. 2009, in *Astrophysics Detector Workshop*, EAS Publ. Ser., 37, 247
- Brown, T. M. 1990, in: *CCDs in Astronomy*, ed. G. Jacoby (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser., 8, 335
- Collier Cameron, A., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2007, *MNRAS*, 375, 951
- Da Silva, R., Udry, S., Bouchy, F., et al. 2006, *A&A*, 446, 717
- Da Silva, R., Udry, S., Bouchy, F., et al. 2008, *A&A*, 473, 323
- Deleuil, M., Deeg, H., Alonso, R., et al. 2008, *A&A*, 491, 889
- Desidera, A., & Barbieri, M. 2007, *A&A*, 462, 345
- Desort, M., Lagrange, A.-M., Galland, F., et al. 2009, *A&A*, in press
- Endl, M., Hatzes, A., Cochran, W. D., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1121
- Eggenberger, A., Udry, S., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 417, 353
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005a, *A&A*, 443, 337
- Galland, F., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2005b, *A&A*, 444, L21
- Halbwachs, J. L., Mayor, M., & Udry, S. 2005, *A&A*, 431, 1129

- Hebb, L., Collier-Cameron, A., Loeillet, B., et al. 2008, *ApJ*, 693, 1920
- Hébrard, G., Bouchy, F., Pont, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 52
- Loeillet, B., Shporer, A., Bouchy, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 529
- Lovis, C., Mayor, M., Bouchy, F., et al. 2009, in: *Transiting Planets*, Proc. IAU Symp., 253, 502
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al. 2009, *A&A*, 493, 639
- Moutou, C., Bruntt, H., Guillot, T., et al. 2008, *A&A*, 488, 47
- Moutou, C., Hébrard, G., Bouchy, F., et al. 2009, *A&A*, 498, L5
- Mugauer, M., Neuhäuser, R., Seifahrt, A., et al. 2005, *A&A*, 440, 1051
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, ed. I. S. McLean, M. M. Casali, Proc. SPIE, 7014, 70140J
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Pollacco, D., Skillen, I., Collier Cameron, A., et al. 2007, *MNRAS*, 385, 1576
- Queloz, D., Mayor, M., Sivan, J. P., et al. 1998, in *Brown dwarfs and extrasolar planets*, ed. R. Rebolo, E. L. Martin, & M. R. Z. Osorio, ASP Conf. Ser., 134, 324
- Rauer, H., Queloz, D., Csizmadia, Sz., et al. 2009, *A&A*, in press
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, *A&A*, 361, 265
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 215
- Santos, N. C., Israelia, G., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 415, 1153
- Santos, N. C., Udry, S., Bouchy, F., et al. 2008, *A&A*, 487, 369
- Sinachopoulos, D., Gavras, P., Dionatos, O., Ducourant, C., & Medupe, T. 2007, *A&A*, 472, 1055
- Udry, S., & Santos, N. C. 2007, *ARA&A*, 45, 397
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Fabrycky, D., et al. 2009, *ApJ*, 700, 302
- Zucker, S., Mazeh, T., Santos, N. C., et al. 2004, *A&A*, 426, 695

Observation of the full 12-hour-long transit of the exoplanet HD 80606b[★]

Warm-*Spitzer* photometry and *SOPHIE* spectroscopy

G. Hébrard¹, J.-M. Désert^{2,1}, R. F. Díaz¹, I. Boisse¹, F. Bouchy^{1,3}, A. Lecavelier des Etangs¹, C. Moutou⁴, D. Ehrenreich⁵, L. Arnold³, X. Bonfils^{5,7}, X. Delfosse⁵, M. Desort⁵, A. Eggenberger⁵, T. Forveille⁵, J. Gregorio⁶, A.-M. Lagrange⁵, C. Lovis⁷, F. Pepe⁷, C. Perrier⁵, F. Pont⁸, D. Queloz⁷, A. Santerne⁴, N. C. Santos⁹, D. Ségransan⁷, D. K. Sing⁸, S. Udry⁷, A. Vidal-Madjar¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France
e-mail: hebrard@iap.fr

² Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

³ Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, 04870 Saint-Michel-l'Observatoire, France

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Univ. de Provence, CNRS (UMR6110), 38 r. F. Joliot Curie, 13388 Marseille cedex 13, France

⁵ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph-Fourier, CNRS (UMR5571), BP53, 38041 Grenoble cedex 9, France

⁶ CROW-observatory Portalegre, Portugal, and Atalaia.org group, Portugal

⁷ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁸ School of Physics, University of Exeter, Exeter, EX4 4QL, UK

⁹ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

Received TBC; accepted TBC

ABSTRACT

We present new observations of a transit of the 111.4-day-period exoplanet HD 80606b. Due to this long orbital period and to the orientation of the eccentric orbit ($e = 0.9$), the HD 80606b's transits last for about 12 hours. This makes practically impossible the observation of a full transit from a given ground-based observatory. Using the *Spitzer Space Telescope* and its IRAC camera on the post-cryogenic mission, we performed a 19-hour-long photometric observation of HD 80606 that covers the full transit of 13-14 January 2010 as well as off-transit references immediately before and after the event. We complement this photometric data by new spectroscopic observations that we simultaneously performed with *SOPHIE* at Haute-Provence Observatory. This provides radial velocity measurements of the first half of the transit that was previously uncovered with spectroscopy. This new data set allows the parameters of this singular planetary system to be significantly refined. We obtained a planet-to-star radius ratio $R_p/R_* = 0.1001 \pm 0.0006$ that is more accurate but slightly lower than the one measured from previous ground observations in the optical. We found no astrophysical interpretations able to explain such a difference between optical and infrared radii; we rather favor underestimated systematic uncertainties, maybe in the ground-based composite light curve. We detected a feature in the *Spitzer* light curve that could be due to a stellar spot. We also found a transit timing about 20 minutes earlier than the ephemeris prediction; this could be caused by actual transit timing variations due to an additional body in the system, or again by underestimated systematic uncertainties. The actual angle between the spin-axis of HD 80606 and the normal to the planetary orbital plane is found to be near 40° thanks to the fit of the Rossiter-McLaughlin anomaly, with a sky-projected value $\lambda = 42^\circ \pm 8^\circ$. This allows scenarios with aligned spin-orbit to be definitively rejected. Over the twenty planetary systems with measured spin-orbit angles, a few of them are misaligned; this is probably the signature of two different evolution scenarios for misaligned and aligned systems, depending if they experienced or not gravitational interaction with a third body. As in the case of HD 80606, most of the planetary systems including a massive planet are tilted; this could be the signature of a separate evolution scenario for massive planets in comparison with Jupiter-mass planets.

Key words. Planetary systems – Techniques: radial velocities – Techniques: photometry – Stars: individual: HD 80606

1. Introduction

Among the more than 400 extrasolar planets that have been found so far, the giant planet orbiting the G5 star HD 80606 is certainly a unique case. Its eccentricity is particularly high: $e = 0.93$. Only one known planet possibly has a higher eccentricity, namely HD 20782b; however its high e -value is still to

be confirmed as it stands on one measurement only (O'Toole et al. 2009). The comet-like orbit of HD 80606b was well established in its discovery paper by Naef et al. (2001) and has been largely confirmed by subsequent observations. Together with its 111.4-day period, the high eccentricity of HD 80606b put it on an extreme orbit: during its revolution, the planet experiences the strongly irradiated regime of a "hot Jupiter" at periastron (0.03 AU), and milder conditions at apoastron (0.87 AU), around which it spends most of its time, and where the planet approaches the inner boundary of the habitable zone (see Fig. 1).

As long as the inclination i of the orbit with the line of sight was unknown, those parameters originally implied a probabil-

[★] Based on observations collected with the *SOPHIE* spectrograph on the 1.93-m telescope at Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France, and with the *Spitzer Space Telescope*, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

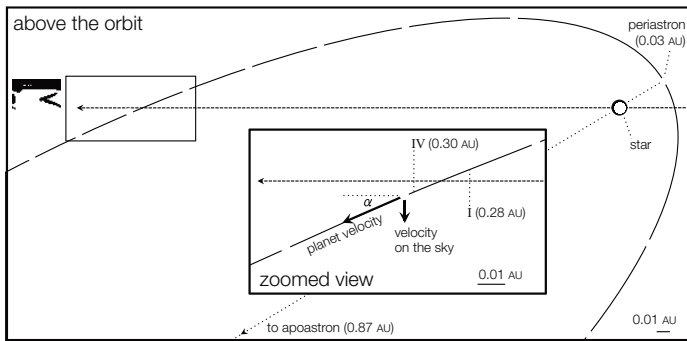


Fig. 1. Schematic view of the HD 80606 system. The red dots show the positions of the planet each 24 hours.

ity of 1% for the planet to be transiting. In spite of this tenuous probability, an amazing chance makes the planet HD 80606b actually transits its parent star, as seen from Earth, each 111.4 days. This is particularly advantageous as numerous crucial studies can be performed using photometry or spectroscopy when a planet passes in front its parent star (planetary transits) or behind it (planetary eclipses), especially in this case where the host star is bright ($V = 9.1$) and nearby ($d = 60$ pc). The fortunate transiting nature of HD 80606b was established in February 2009 from the detection of a transit reported from ground observations, independently by Moutou et al. (2009) from photometric and spectroscopic data, and by Garcia-Melendo & McCullough (2009) and Fossey et al. (2009) from photometric measurements. Additional observations of transits were later reported by Winn et al. (2009a) and Hidas et al. (2010). The February 2009 observations followed the planetary eclipse discovery reported a few months earlier by Laughlin et al. (2009) from *Spitzer* photometric observations at $8\mu\text{m}$ during a 30-hour interval around the periastron. Among the known transiting planets, HD 80606b has the longest period and the most eccentric orbit. The second most extreme transiting planet is HD 17156b ($P = 21.2$ days and $e = 0.67$). Furthermore, HD 80606b is also the most distant planet from its parent stars when it transits: 0.3 AU, against 0.05 AU or less for all other known cases¹.

In addition to the photometric detection of the HD 80606b's transit, Moutou et al. (2009) presented its spectroscopic detection using the Rossiter-McLaughlin effect, from radial velocities measured with the *SOPHIE* spectrograph at Haute-Provence Observatory (OHP), France. The Rossiter-McLaughlin effect is an apparent distortion of the stellar lines profile due to the transit of the planet in front of the rotating star. From the *SOPHIE* measurements, Moutou et al. (2009) have shown the first evidence for a spin-orbit misalignment, i.e. the orbital plane of the planet HD 80606b is not perpendicular to the spin-axis of its host star. Using additional photometric data of the February 2009 event allowing a better constraint on the transit duration together with a combined analysis of the whole data set, Pont et al. (2009) refined the parameters of the system. They confirmed the spin-orbit misalignment from the Rossiter-McLaughlin distortion detected with *SOPHIE* and provided a measurement of the sky-projected angle between the planetary orbital axis and the stellar rotation axis: $\lambda \sim 50^\circ$, with the confidence interval $[14^\circ - 111^\circ]$ – see also Gillon (2009a). Thanks to new photometric and spectroscopic observations of the June 2009 transit,

Winn et al. (2009a) thereafter reduced even more the confidence interval to $[32^\circ - 87^\circ]$. Thus, the spin-orbit misalignment of the HD 80606 system is now well established. HD 80606 is the component of a wide binary with HD 80607; the projected separation of the system is about 1000 AU. The peculiar orbit of HD 80606b could thus result from Kozai mechanism and tidal dissipation (see, e.g., Wu & Murray 2003), which can pump the eccentricity and the inclination.

Due to the long orbital period and to the orientation of the eccentric orbit, the duration of the transit of HD 80606b is about 12-hour long. This should be compared to the transit duration of other known transiting exoplanets, which typically lasts less than five hours. The transit duration of HD 80606b is even longer than transits of Mercury or Venus through the Solar disk as seen from the Earth. It is thus practically impossible that a full transit of HD 80606b matches the duration of an observation night from ground. In addition, data secured before and after the transit are mandatory to obtain an accurate transit light curve, so the full sequence for HD 80606 lasts longer than a night for ground observations. Observing an entire transit of this exoplanet is thereby challenging and only portions of a transit could be observed from a given ground-based telescope. This was the case of all the observation campaigns reported above which covered only fractions of transits. These fragmented observations induce significant uncertainties in the parameters derived from their fit.

We present here the first full photometric observation of a transit of HD 80606b. We secured it on 13-14 January 2010 with the *Spitzer* space observatory using the IRAC camera at $4.5\mu\text{m}$ in post-cryogenic mission. Thanks to its Earth-trailing heliocentric orbit (Scoupe et al. 2006), *Spitzer* allowed us to continuously observe during 19 hours, enabling the coverage of the whole 12-hour-long transit, as well as off-transit references immediately before and after the event. We complement this photometric data by new spectroscopic observations that we simultaneously performed with *SOPHIE* at OHP. This provides radial velocity measurements of the first half of the transit, a part that was up to now uncovered with spectroscopy. Indeed, observing the full 12-hour-long transit is even more difficult in spectroscopy than in photometry, as the amplitude of the Rossiter-McLaughlin for HD 80606 is about 10 m s^{-1} whereas Northern instruments able to measure radial velocities with the required accuracy are sparse. We also performed a ground-based photometric monitoring of HD 80606 during January 2010. All together, the data of this observational campaign allows the parameters of this planetary system to be additionally refined.

The observations and data reduction are presented in Sect. 2 and 3 for *Spitzer* and *SOPHIE* respectively. The ground-based photometry is presented in Sect. 4. The analyses and the results are presented in Sect. 5, before discussion and conclusion in Sect. 6 and 7.

2. *Spitzer* photometry

2.1. Observations

We obtained *Spitzer* Director's Discretionary Time (DDT program #540) to observe the January 2010 transit of HD 80606b. This transit was the first observable with *Spitzer* since the discovery of the transiting nature of HD 80606b in February 2009. As *Spitzer* has exhausted its cryogen of liquid coolant on 15 May 2009, our observations were performed during the first months of the *Spitzer*'s warm mission. Only the two first infrared channels of the IRAC camera (Fazio et al. 2004) are available in the post-cryogenic *Spitzer*. They are centered at 3.6 and $4.5\mu\text{m}$ and

¹ See also the 95-day-period transiting exoplanet CoRoT-9b announced after the submission of the present paper (Deeg et al. 2010).

cannot be observed simultaneously. We chose to observe only in one of the two channels in order to avoid repointing the telescope during the transit. This reduces overheads and ensures that the target remains on the same part of the detector during the full observation sequence. We opted for channel 2 at $4.5\ \mu\text{m}$ since it has the lowest noise properties. This wavelength also has a smaller limb-darkening effect for the star. We did not use pointing dithering, here again to maintain the target as much as possible on the same location on the detector in order to reduce systematic effects due to imperfect flat-field corrections and intra-pixel sensitivity variations.

We used the Subarray mode of IRAC which is well adapted for bright targets. Only a 32×32 -pixel part of the detector is used in this mode; this covers a small $38 \times 38\ \text{arcsec}^2$ field of view (pixel size of $1.2\ \text{arcsec}$), compared to the IRAC Stellar mode that uses the full 256×256 -pixel field. As the stellar companion HD 80607 is located only $17\ \text{arcsec}$ to the East of HD 80606, putting the two targets on this small field of view would have imply that their point spread functions (PSF) fall near the edges of the detector. Such configuration is risky for accurate photometry. We preferred to let HD 80607 off the field of view in order to maintain HD 80606 on the detector, far from its edges. So we chose to put our target at the default pointing position in the center of the Subarray field of view. This position is not on nor right next to any known hot pixels.

The observations were secured between 2010 January 13 at 18 h and January 14 at 13 h (UT). We acquired 2488 consecutive images during a total of 19 hours. Each image was split up into 64 frames of 0.36 second exposure each, taken back-to-back. We obtained a total of 159232 frames during 15.9-hours effective integration time with an overhead of 2-second between each images (15 % overheads in total). Such high efficiency is reached thanks to the use of the Subarray mode and could not be achieved in Stellar mode for bright targets requiring short exposure times. With a flux density of $\sim 200\ \text{mJy}$ at $4.5\ \mu\text{m}$ for HD 80606, frame exposure time of 0.36 sec clearly avoids saturation of the pixels. The intensities recorded in the brightest central pixel are around 10 000 electrons.

2.2. Data reduction

We used the BCD files (Basic Calibrated Data) of each of the 159232 frames as they are produced by the *Spitzer*/IRAC pipeline. It includes corrections for dark current, flat fielding, pixels non-linearity, and conversion to flux units. To extract the light curve, we used tools and methods we developed in Désert et al. (2009, 2010). We find the center of the PSF of the star to a precision of 0.01 pixel using the DAOPHOT-type Photometry Procedures, GCNTRD, from the IDL Astronomy Library², which computes the stellar centroid by Gaussian fitting. We used the APER routine to extract the raw flux of HD 80606 on each frame from the computation of a simple aperture photometry using a radius of 4.0 pixels, which optimize the signal-to-noise ratio of the transit light curve. The flux integrated on these 50 pixels is $\sim 52\,500$ electrons. It has been corrected from the background level of 14.40 ± 0.05 electrons/pixel that has been estimated from a sky annulus with radii of 9 to 12 pixels. The centroid of HD 80607 is located outside the field of view but a small contribution of its flux is detected on an edge of the detector. When estimating the background level, we took care to use only pixels where the HD 80607's flux is negligible. It is also negligible by comparison to the background level in the 4-pixel radius we

used for the HD 80606 photometry. Finally, the uncertainty in the background level is negligible for all the results presented in this paper.

The *Spitzer*/IRAC photometry is known to be systematically affected by the so-called *pixel-phase effect*. This effect produces an oscillation of the measured raw light curve due to the *Spitzer* telescope jitter and the intra-pixel sensitivity variations on the IRAC detector (see, e.g., Charbonneau et al. 2005, Reach et al. 2006, Morales-Calderón et al. 2006, Ehrenreich et al. 2007, Désert et al. 2009, 2010). Measurements of the centroid position of the target on the detector and its variations could be used to de-correlate the pixel-phase effect on the light curve. We use here the method presented in Désert et al. (2009); it has the form $F_{\text{corr}} = F[1 + K_1(x - x_0) + K_2(x - x_0)^2 + K_3(y - y_0) + K_4(y - y_0)^2 + K_5(x - x_0)(y - y_0)]$, where F and F_{corr} are the fluxes of the star before and after the pixel-phase effect correction, and $(x - x_0)$ and $(y - y_0)$ are the position in pixel of the source centroid on the detector with respect to the pixel pointing position, located on $[x_0, y_0]$. Our determination of the centroid position shows a ± 0.05 -pixel oscillation with a period of ~ 70 minutes and a linear drift during the 19-hour sequence of 0.1 and 0.2 pixel in the x - and y -direction, respectively.

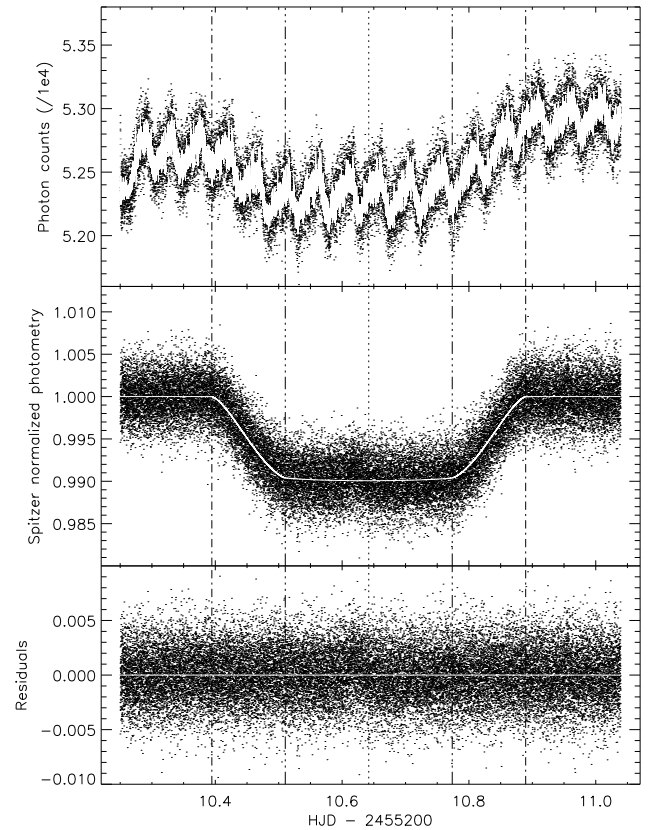


Fig. 2. *Spitzer* photometry of HD 80606. From top to bottom, the three panels show respectively the raw photometry, the photometry after correction of the pixel-phase and ramp effects, and the residuals. The black points are the measurements (binned per 5) and the red solid lines are the fits. The vertical dotted lines show the mid-transit, the vertical dot-dashed lines show the first and fourth contacts, and the vertical dot-dot-dashed lines show the second and third contacts.

² <http://idlastro.gsfc.nasa.gov/homepage.html>

In addition to the 64 frames of the image #873 that are corrupted, we iteratively selected and trimmed 1037 outliers by comparison to the fit of the light curve with a transit model. Frames were considered as outliers when they were above 10 to 3σ , this value being reduced by $0.1\text{-}\sigma$ steps at each iterations. We binned the obtained *transit light curve* by a factor of five in order to obtain a better computing efficiency without losing information for the pixel phase effect. Most of the results presented below were obtained using the binned transit light curve.

We tested several radii for the aperture photometry, several areas for the background measurement, several procedures for the centroid determination and the outliers rejections. The adopted procedure reported above is the one producing the smallest errors, but all of them produced similar results.

The upper panel of Fig. 2 shows the raw *Spitzer* light curve of HD 80606 after this extraction. It clearly shows flux variations with a period of ~ 70 minutes that are due to the pixel-phase effect and telescope jitter at this period. Its peak-to-peak amplitude represents $\sim 1\%$ of the flux, which is larger than the effect seen in the channel 2 of IRAC during the cryogenic *Spitzer*. Additional variations at higher frequency and with a lower amplitude than the one of the 70-minute oscillation are seen as well, as we fit each individual frame. They could be due to short-term jitter of the satellite which apparently are not periodic. Filtering these high-frequency variations does not significantly change our results. Finally, a slope in the out-of-transit baseline is also seen. Such detector ramp was observed in channels 3 and 4 in pre-cryogenic *Spitzer* but was not as significant in channel 2 at that time (see, e.g., Deming et al. 2005, Knutson et al. 2007, Désert et al. 2009, 2010). We discarded the first thousands of frames that were the most affected by the ramp effect (we tested several limits; see Sect. 5.1.4) then normalized the light-curve using a time-dependent function with the form $F_{\text{baseline}} = A_0 + A_1 \times t$ where F_{baseline} is the target flux out of transit and t is the time. We also tried higher-degree polynomials and logarithmic baselines; this did not improve significantly the fit. The linear correction we adopted is not perfect; remaining uncertainties in the actual shape of the baseline introduces errors in the system parameters derived from the fit (see Sect. 5.1.4). The baseline and pixel-phase-effect parameters are fitted simultaneously with the transit-related parameters (see Sec. 5.1.3); this allows these effects and their uncertainties to be taken into account in the transit parameters determination. The middle panel of Fig. 2 shows the light curve after removal of these instrumental effects and the lower panel shows the residuals to the fit.

3. SOPHIE radial velocities

3.1. Observations

The first half of the January 2010 transit of HD 80606b was visible from Europe so we managed to observe it with the *SOPHIE* spectrograph at the 1.93-m telescope of Haute-Provence Observatory in South of France. *SOPHIE* is a cross-dispersed, environmentally stabilized echelle spectrograph dedicated to high-precision radial velocity measurements (Perruchot et al. 2008, Bouchy et al. 2009). Since the discovery of the transit in February 2009, this was the first time that this part of the transit was observable from an observatory with high-precision spectroscopic capabilities. Unfortunately, the 1.93-m telescope started a technical break for maintenance and upgrades in November 2009 that was extended up to February 2010. Due to the importance of this event, some observations could nev-

ertheless be performed thanks to the support of the OHP staff, which was mandatory due to the ongoing works on the telescope.

The observations were secured as part of the second sub-program of the *SOPHIE* Consortium (Bouchy et al. 2009, Hébrard et al. 2010b). The night of the transit, 13 January 2010, observations could start just before 23h (UT) after technical issues were solved and clouds disappeared, and had to be stopped 4.5 hours later due to cloudy weather. A 5.5-hour sequence of good *SOPHIE* reference observations of HD 80606 could also be performed the 15 January 2010 night. 24 and 33 exposures were secured during the two nights respectively. The exposure times ranged between 5 and 20 minutes, with typical values around 9 minutes; we tuned it in order to maintain a constant signal-to-noise ratio per pixel of ~ 58 at 550 nm despite the weather changes (seeing and absorption).

The measurements were performed with the same setup as the one we used for our observation of the February 2009 transit (Moutou et al. 2009). We used the fast-read-out-time mode of the CCD detector in order to minimize overheads. Observations were secured in *high-resolution* mode allowing the resolving power $\lambda/\Delta\lambda = 75000$ to be reached. The first optical-fiber aperture was put on the target and the second one on the sky; it allows us to check that no diffuse light was polluting the HD 80606 spectra in these Moonless nights. Wavelength calibrations with a thorium lamp were performed with a ~ 2 -hour frequency each night, allowing the interpolation of the spectral drift of *SOPHIE* for the time of each exposure. A few exposures were performed with simultaneous thorium-lamp light in the second aperture to allow for simultaneous wavelength calibration; those extra-calibration did not improve significantly the radial velocity accuracy.

3.2. Data reduction

We used the *SOPHIE* pipeline (Bouchy et al. 2009) to extract the spectra from the detector images, to cross-correlate them with a G2-type numerical mask, then to fit the cross-correlation functions (CCFs) by Gaussians to get the radial velocities (Baranne et al. 1996, Pepe et al. 2002). Each spectrum produces a clear CCF, with a $7.82 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ full width at half maximum and a contrast representing $48.8 \pm 0.4\%$ of the continuum. The accuracy of the measured radial velocities is typically around 4 m s^{-1} . This includes photon noise (typically $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$), wavelength calibration ($\sim 2 \text{ m s}^{-1}$), and guiding errors ($\sim 3 \text{ m s}^{-1}$) that produce motions of the input image within the fiber (Boisse et al. 2009). We also re-reduced the *SOPHIE* observations presented in Moutou et al. (2009) in order to have a uniform data set reduced with the same version of the pipeline. There was no significant change by comparison with the data presented in Moutou et al. (2009), except for one of the reference exposures performed out of the transit for which the correction due to the Moon pollution was significantly improved. *SOPHIE* measurements of HD 80606 performed in February 2009 and January 2010 have the same properties, except the better signal-to-noise ratios for shorter exposure times obtained in 2010, which is largely due to the primary mirror of the telescope that was realuminized in October 2009.

The *SOPHIE* radial velocities of HD 80606 are plotted in Figs. 3 and 7 together with other data sets.

In the *SOPHIE* spectra, the cores of the large Ca H & K absorption lines of HD 80606 at 3934.8 \AA and 3969.6 \AA show no chromospheric emissions. The level of the Ca emission corresponds to $\log R'_{\text{HK}} = -5.3 \pm 0.1$ according to the *SOPHIE* calibration (Boisse et al. in preparation). For a G-type star

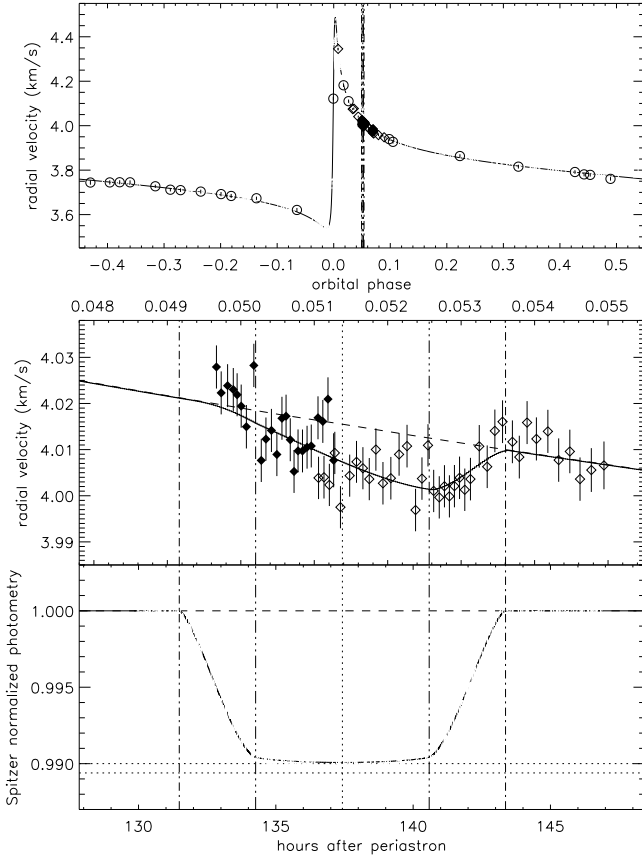


Fig. 3. Radial velocities and photometry of HD 80606 as function of the orbital phase or the time after periastron. *Upper panel:* radial velocities as measured with *ELODIE* (red open squares, Moutou et al. 2009), *HRS* (purple open circles, Wittenmyer et al. 2009), *HIRES* (Winn et al. 2009a) pre- and post-upgrade (green open upward and downward triangles, respectively) and around the June-2009 transit (green filled downward triangles), and *SOPHIE* during the February-2009 and January-2010 transits (blue open and filled diamonds, respectively). *Middle panel:* same as above, but enlarged around the transit phase. *lower panel:* *Spitzer* photometry during the January-2010 transit. The *Spitzer* data are binned per 250, i.e. one point each 100 sec. The two horizontal dotted-lines show the absorption depth expected with the value $R_p/R_* = 0.100$ that we get and the value $R_p/R_* = 0.103$ measured in the visible by Pont et al. (2009) and Winn et al. (2009a). *On the three panels,* the dashed lines show the models without transit and the solid lines show the models with transit (Rossiter-McLaughlin anomaly for radial velocities, and absorption feature for the light curve). The parameters of the fits are reported in Table 1. The vertical dotted lines show the mid-transit, the vertical dot-dashed lines show the first and fourth contacts, and the vertical dot-dot-dashed lines show the second and third contacts. The uncertainty on the timing of the mid-transit is 1.5 minute (corresponding to 9×10^{-6} in orbital phase), and about two times larger for the timing of the four contacts.

($B - V = 0.76$) with this level of activity, Santos et al. (2000) predict a dispersion below 5 m s^{-1} for the activity-induced stellar jitter. According to Noyes et al. (1984) and Mamajek & Hillenbrand (2008), this level of activity implies a stellar rotation period $P_{\text{rot}} > 50$ days.

4. Ground-based photometry

In order to study its intrinsic variability, HD 80606 was also observed several nights before and after the January 2010 transit. Observations during the night of the transit were prevented by bad weather conditions in the observing site, located in Portalegre, Portugal. We gathered a total of nearly 23 hours of observations in 10 nights spread from December 3, 2009 to January 25, 2010. The equipment used is a 12-inch $f/5.5$ MEADE LX200 telescope, and a SBIG ST8XME 9-micron-pixel CCD camera. The field is $28 \times 18.7 \text{ arcmin}^2$ and the pixel scale is $\sim 1.1 \text{ arcsec/pixel}$. Observations were taken through a Bessell I filter, using integration times between 40 and 90 seconds.

The frames were reduced using standard IRAF routines and aperture photometry was obtained for HD 80606, its companion HD 80607 and two additional reference stars located in the same field, located about 7 and 11.5 arcmin away from HD 80606. The size of the photometric aperture was varied on each night, depending on seeing conditions, in order to obtain the highest possible signal-to-noise ratio.

In every night, the flux ratio between HD 80606 and HD 80607 exhibits a smaller dispersion than the ratio of HD 80606 with any of the other two reference stars, or a combination of HD 80607 and the additional reference stars. Furthermore, the light curves obtained for HD 80607 – using the reference stars – also exhibit a larger dispersion than the flux ratio between HD 80606 and HD 80607. Therefore, the limits to the intrinsic variability of HD 80606 were set using only HD 80607 as reference star.

The root mean square for the different nights range from about 2.2 to 4.8 mmag, depending mainly on the weather conditions. During each night, no effect was seen due to variation of the sky level, or the position of the stars on the chip or the airmass. On the other hand, the nightly mean of our observations exhibits a dispersion of about 1.7 mmag around its mean value.

Similar photometric observations of HD 80606 were conducted the weeks around the January 2010 transit with the CCD camera at the 120-cm telescope of Haute-Provence Observatory, using the setup used by Moutou et al. (2009). The filter used was r_{Gunn} with a neutral density and we did not defocus. Photometric observations started on 6 January and ended on 23 January, with a total of eight sequences ranging from 30 to 120 minutes per night; in total, 187 images have been acquired and analyzed. Exposure times of 10 to 120 seconds have been used to account for varying transparency. An observation of the transit during the January-13 night could be performed with this instrument, on a coverage similar to this of the *SOPHIE* observations reported in Sect. 3. This ground-based photometry of a part of the transit will be studied in a forthcoming paper.

The flux has been extracted from aperture photometry using the GCNTRD and APER procedures (Sect. 2.2) on a 8-pixel radius (0.69 arcsec/pixel). The background has been estimated from a sky annulus with radii of 10 to 12 pixels. The root mean square of flux variations ranges from 1.0 to 3.1 mmag per night, and the residual fluctuation has a standard deviation of 3.2 mmag when the transit night is excluded. This is significantly larger than what was observed in Portalegre, which may indicate a real tendency of rotational modulation, or a significant level of systematics. No attempt was done to correct for the long-term behavior in the data, which appears to be compatible with the expected rotational period of the star (as discussed in Sect. 6.5).

We conclude therefore that HD 80606 is photometrically stable at the level of a few mmag in the optical range, in the timescale of several weeks.

5. Analysis

We fitted this whole data set in order to refine the system parameters. As a full transit was observed with *Spitzer*, possible systematic effects due to the combination of transit portions secured with different ground-based instruments are expected to be reduced here. In addition, together with the new radial velocities secured at phases previously uncovered, the constraints on the spin-orbit angle would be better.

5.1. Combined fit

5.1.1. Method

We first performed a combined fit of our *Spitzer* photometry of the January-2010 transit together with the available radial velocities of HD 80606. We also included in this combined fit the timing constraint on the eclipse as measured from previous *Spitzer* measurements by Laughlin et al. (2009) and re-analyzed by Gillon (2009a). As those data are not accurate enough to allow the ingress and egress of the eclipse to be significantly measured, we used the estimated epochs of the mid-time of these two events: $\text{HJD} = 2\,454\,424.700 \pm 0.005$ and $2\,454\,424.775 \pm 0.005$.

We did not include in this combined fit the radial velocity measurements secured during and near the transits. Indeed, the Rossiter-McLaughlin observations do constrain the projected stellar rotational velocity $V \sin I_*$ and the sky-projected angle λ between the planetary orbital axis and the stellar rotation axis, but they do not constrain significantly the parameters that we measure here in the combined fit. The analysis of the Rossiter-McLaughlin data is presented below in Sect. 5.2 and takes into account the results of the combined fit presented here in Sect. 5.1. Thus, the combined fit uses the radial velocities secured with the instruments *ELODIE* at OHP (Moutou et al. 2009), *HRS* at HET (Wittenmyer et al. 2009), and *HIRES* at Keck (Winn et al. 2009a). This covers a 9.5-year span. The *SOPHIE* data are used only for the Rossiter-McLaughlin fit. We note that the *ELODIE* and *SOPHIE* radial velocities are absolute heliocentric whereas those from *HIRES* and *HRS* are relative.

5.1.2. Transit light curve of planets on eccentric orbit

To calculate the transit light curve using a given set of orbital parameters (period, orbital inclination, semi major axis in unit of stellar radii, eccentricity and longitude of periastron), we calculated the sky projected distance between the planets and the stars center in unit of stellar radius; this last result is then directly input to the Mandel & Agol (2002) algorithm with limb darkening coefficients. From a theoretical model (Kurucz 1979), the three non-linear limb-darkening coefficients at $4.5\,\mu\text{m}$ as defined by Sing (2010) has been derived with $T_{\text{eff}} = 5500\text{K}$ and $\log g = 4.5$: $c_2 = 0.89502981$, $c_3 = -1.1230710$ and $c_4 = 0.46541027$. The limb darkening is low at this wavelength; Désert et al. (2009) have shown that the uncertainties in the coefficients have no significant effects on the parameters derived from the transit light curve.

It is worth to note that the speed of the light in the system has to be taken into account when comparing the times of the transit, the eclipse and the periastron. The transit takes place when

the planet is at $\sim 0.29\text{ AU}$ from the star (see Fig. 1); this implies an apparent advance of about 2.5 minutes for the transit. Similarly, the planet is at $\sim 0.03\text{ AU}$ from the star at the eclipse, which implies a delay of 15 seconds. Also because of the planet-observer distance decreases during the transit, the speed of light correction makes the transit appears to last 8 seconds less than its really does. In all the procedure, we implement this speed of light correction.

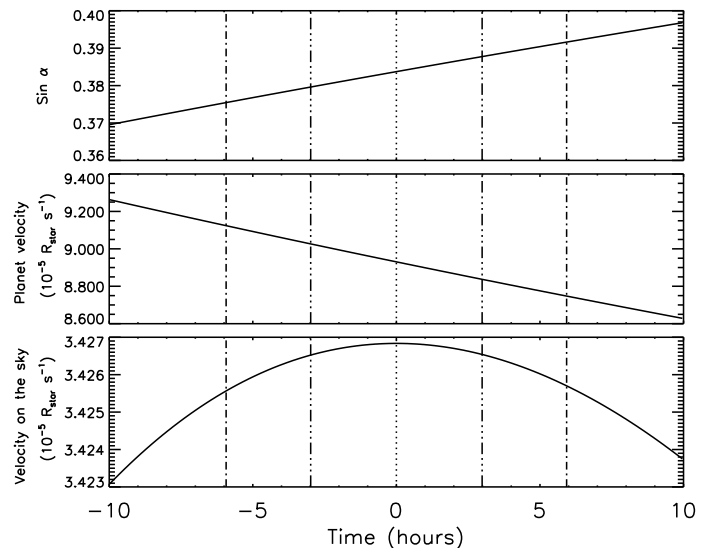


Fig. 4. Plot of the orbital velocity of the planet and orbit direction during the transit. α being the angle between the direction of the planet motion and the line of sight, $\sin \alpha$ is the fraction of the planet motion projected onto the sky (upper panel). Although the planet velocity significantly decreases during the transit (middle panel), the change of the orbital direction has the opposite effect such that the planet velocity on the sky is nearly constant (bottom panel). Even more, the planet velocity on the sky is nearly symmetrical around the center of the transit, reinforcing the apparent symmetry of the transit light curve. On the three panels, the vertical dotted lines show the mid-transit, the vertical dot-dashed lines show the first and fourth contacts, and the vertical dot-dot-dashed lines show the second and third contacts. Figure 1 shows these parameters drawn on a sketch.

The orbit of HD 80606b is highly eccentric, and the transit takes place ~ 5.7 days after the periastron when the planet is rapidly moving away from the star. During the transit, the star-planet distance increases by about 5.8 % between the first and the fourth contact, and the orbital velocity decreases by about 4.1 % (Fig. 4). With that in mind, *a priori*, this would suggest that the transit light curve could be highly asymmetrical with, for instance, an egress lasting longer than the ingress. However, during the transit, the direction of the planet motion also varies by about the same amount (upper panel of Fig. 4). If we define α as the angle between the direction of the planet motion and the line of sight, $\sin \alpha$ is the fraction of the planet motion projected onto the sky (see insert in Fig. 1). Between the first contact and the last contact, $\sin \alpha$ increases by about 4.3 %, exactly compensating for the decrease of the orbital velocity. As a result, the planet velocity on the sky is nearly constant. In addition to the low variation of the apparent planet velocity on the sky during the transit, it appears that the time variation of this velocity is nearly symmetrical around the center of the transit (bottom panel

of Fig. 4). Consequently, the apparent velocity during the egress is extremely close to the velocity during the ingress, the later being only 0.004 % smaller than the former. This reinforces the apparent symmetry of the transit light curve. With the parameters of the best fit, the ingress duration (time between first and second contact) is predicted to last only half a second more than the egress duration (time between third and fourth contact) while both lasts about 2 hours and 45 minutes.

This surprising symmetry for the transit light curve of a planet on a highly eccentric orbit can be explained by considering the projection on the sky of the gravitational force from the star to the planet. Because the transited star is the same as the attracting star, during the transit the component of the gravitational force projected on the sky is close to zero. As a consequence, the apparent velocity of the planet projected on the sky is nearly constant. Even more, for various positions of the planet, the projected force is also symmetrical around the star center, explaining the symmetry of the time variation of the projected velocity around the center of the transit. As a conclusion, in contrary to the common-sense idea, in any configuration the transit of a planet in front of its parent star is expected to be highly symmetric, even for extremely eccentric orbits (see also Winn 2010a). Our *Spitzer* observations confirm this result in the case of the highly eccentric HD 80606b's orbit.

5.1.3. Free parameters

Our combined fit of the radial velocities, the *Spitzer* transit light curve and the eclipse timing includes 19 free parameters. We list them below, classified in four categories depending on their nature and the data set that constrain them:

1. two free parameters constrained by photometry only:
 - R_p/R_* , the ratio of the planetary and stellar radii;
 - a/R_* , the semimajor axis in units of stellar radius;
2. six free parameters constrained both by radial velocities and photometry:
 - $a \cos i/R_*$, the “standard” impact parameter, which is different (for an eccentric orbit) of the actual impact parameter $b = d_t \cos i/R_*$, where d_t is the star-planet distance at mid-transit and i is the inclination of the orbit;
 - P , the orbital period of the planet, which is proportional to $(a/R_*)^3$, and to the inverse of the stellar density ρ_* from the Kepler third law;
 - T_0 , the epoch of the periastron of the planet;
 - $e \cos \omega$ and $e \sin \omega$, that constrain the two correlated parameters e (the eccentricity of the planetary orbit) and ω (the longitude of its periastron);
 - $K \sqrt{1 - e^2}$, that depends both on the eccentricity e and on the semi-amplitude K of the radial velocity variations – K actually is constrained by radial velocities only, and is proportional to M_p and $(M_*)^{2/3}$, M_p and M_* being the planetary and stellar masses;
3. four free parameters constrained by radial velocities only:
 - $V_{n=1 \rightarrow 4}$, the center-of-mass radial velocities for each of the four radial velocity data set used, namely *ELODIE* (Moutou et al. 2009), *HRS* (Wittenmyer et al. 2009), and *HIRES* whose pre- and post-upgrade data are considered as two different data sets (Winn et al. 2009a);
4. seven free parameters linked to the *Spitzer* light curve extraction (see Sect. 2.2):
 - the two parameters $A_{j=1 \rightarrow 2}$ for the baseline;
 - the five parameters $K_{i=1 \rightarrow 5}$ for the pixel-phase effect.

The direct, absolute measurements of M_* and R_* , and consequently those of M_p and R_p , are not feasible from this fit; none of those four parameters is measurable independently of the other ones from our data set. One exception could be the stellar mass that could be directly determined through the semi-major axis a thanks the third Kepler law. Indeed, by measuring the delay of the eclipse mid-time and the advance of the transit's one that are due to the time the light takes to propagate through the HD 80606 system (~ 2.5 minutes difference between those two events by comparison to the ephemeris, see Sect. 5.1.2), the semi-major axis could theoretically be directly measured in Astronomical Units. The uncertainties in the transit and eclipse measured mid-times are however of the order of 1.5 and 4 minutes respectively, which implies an accuracy on a of the order of 0.5 AU with this approach; this is not constraining here.

Stellar evolution models remain thus mandatory to estimate M_* . Moutou et al. (2009) used isochrones to get $M_* = 0.98 \pm 0.07 M_\odot$ from $T_{\text{eff}} = 5574 \pm 50$ K, $\log g = 4.45 \pm 0.05$ and $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.43$ dex. Such accuracy is typical for stellar evolution models, from which it is difficult to predict stellar masses at better than ± 10 % (Fernandes & Santos 2004). Using additional constraints from the transit light curve, Pont et al. (2009) and Winn et al. (2009a) estimated the stellar mass of HD 80606 to 0.97 ± 0.04 and $1.05 \pm 0.032 M_\odot$, respectively. The 2- σ disagreement between the two estimates shows that we probably reach here the limit of the accuracy that is now achievable. In the following, we adopt the conservative interval $M_* = 1.01 \pm 0.05 M_\odot$ that takes into account those two studies.

5.1.4. Best parameters and error bars

We used the Prayer Bead method (Moutou et al. 2004, Gillon et al. 2007) as applied by Désert et al. (2009) to compute the mean values of the free parameters and their statistic and systematic uncertainties (see examples in Fig. 5), together with the Levenberg-Marquardt algorithm to provide the best fit at each iteration of our procedure. This method was applied to the *Spitzer* photometry in order to account for possible correlated noise in the error budget. We simultaneously applied a bootstrap procedure to the radial velocity measurements, after having quadratically added a systematic uncertainty to the radial velocity data sets in order to put to unity their corresponding reduced χ^2 . Thus we quadratically added 12 m s^{-1} to the *ELODIE* uncertainties, and 5.0 and 1.7 m s^{-1} to the *HIRES* uncertainties (pre- and post-upgrade, respectively). In total, 15000 shifts and fits of transit light curves and bootstraps of radial velocity errors were produced to derive the set of parameters and to extract their means and their corresponding standard deviations. In addition, we performed additional fits with the light curve considering data starting at ten different epochs before the ingress; by performing a prayer bead on 1500 shifts for each of those ten fits, we could estimate the errors caused by the uncertainty in the shape of the out-of-transit baseline (see Sect. 2.2).

The averaged values we obtained for the seven fitted parameters linked to the *Spitzer* light curve extraction (Sect. 2.2) are: $A_1 = 58818$ and $A_2 = 6.860$ for the baseline, and $K_1 = 0.2142$, $K_2 = 0.1538$, $K_3 = 0.1083$, $K_4 = 0.0729$, and $K_5 = 0.0050$ for the pixel-phase effect. However, those parameters could be different at different epochs and for different pixel locations, so this is not clear whether the A_j and K_i values we derived here could be applied to other IRAC observations with Warm-*Spitzer*.

The best solution of the combined fit is plotted in Fig. 3, with a ramp cut up to HJD = $-2\,455\,210.325$, i.e. the first 1.8 hour of the observation was discarded, corresponding to the first 15000

Table 1. Parameters for the HD 80606 system

| Parameters | Values and 1- σ error bars | Unit |
|---|--------------------------------------|--------------------|
| free parameters constrained by photometry only: | | |
| R_p/R_* | 0.1001 ± 0.0006 | |
| a/R_* | 97.0 ± 1.6 | |
| free parameters constrained both by photometry and radial velocities: | | |
| $a \cos i/R_*$ | 1.238 ± 0.011 | |
| P | 111.4367 ± 0.0004 | days |
| T_0 (periastron) | $2\,455\,204.916 \pm 0.004$ | HJD |
| $e \cos \omega$ | 0.4774 ± 0.0018 | |
| $e \sin \omega$ | -0.8016 ± 0.0017 | |
| $K \sqrt{1-e^2}$ | 171.1 ± 0.5 | m s^{-1} |
| free parameters constrained by radial velocities only: | | |
| V_{ELODIE} | 3.7888 ± 0.0023 | km s^{-1} |
| $\sigma(O-C)$ | 17.8 | m s^{-1} |
| V_{HRS} | -0.0193 ± 0.0019 | km s^{-1} |
| $\sigma(O-C)$ | 6.3 | m s^{-1} |
| $V_{\text{HIRES, pre-ugrade}}$ | -0.1845 ± 0.0010 | km s^{-1} |
| $\sigma(O-C)$ | 5.5 | m s^{-1} |
| $V_{\text{HIRES, post-ugrade}}$ | -0.1827 ± 0.0007 | km s^{-1} |
| $\sigma(O-C)$ | 2.4 | m s^{-1} |
| directly derived parameters: | | |
| b | 0.808 ± 0.007 | |
| i | 89.269 ± 0.018 | $^\circ$ |
| T_t (transit mid-time) | $2\,455\,210.6420 \pm 0.0010$ | HJD |
| Transit duration T_{1-4} | 11.88 ± 0.09 | h |
| Transit duration $T_{1-2} = T_{3-4}$ | 2.78 ± 0.10 | h |
| e | 0.9330 ± 0.0005 | |
| ω | 300.77 ± 0.15 | $^\circ$ |
| K | 475.3 ± 2.0 | m s^{-1} |
| ρ_* | 1.39 ± 0.07 | g cm^{-3} |
| T_e (eclipse mid-time) | $2\,454\,424.736 \pm 0.003^\ddagger$ | HJD |
| Eclipse duration T_{1-4} | $1.85 \pm 0.14^\ddagger$ | h |
| derived parameters assuming a M_* -value: | | |
| M_* | $1.01 \pm 0.05^\dagger$ | M_\odot |
| R_* | 1.007 ± 0.024 | R_\odot |
| M_p | 4.08 ± 0.14 | M_{Jup} |
| R_p | 0.981 ± 0.023 | R_{Jup} |
| ρ_p | 5.4 ± 0.4 | g cm^{-3} |
| a | 0.455 ± 0.008 | AU |
| Rossiter-McLaughlin effect: | | |
| $V \sin I_*$ | 1.7 ± 0.3 | km s^{-1} |
| λ | 42 ± 8 | $^\circ$ |
| $V_{\text{SOPHIE, transit February 09}}$ | 3.9162 ± 0.0013 | km s^{-1} |
| $\sigma(O-C)$ | 4.3 | m s^{-1} |
| $V_{\text{HIRES, post-ugrade, transit June 09}}$ | -0.1795 ± 0.0011 | km s^{-1} |
| $\sigma(O-C)$ | 0.7 | m s^{-1} |
| $V_{\text{SOPHIE, transit January 10}}$ | 3.9018 ± 0.0013 | km s^{-1} |
| $\sigma(O-C)$ | 5.2 | m s^{-1} |

† : combined value from Pont et al. (2009) and Winn et al. (2009a)

‡ : from Laughlin et al. (2009)

over the 159232 unbinned frames. The upper panel of Fig. 3 shows the radial velocities and the lower panel shows the *Spitzer* photometry binned per 250 pixels (the middle panel shows the Rossiter-McLaughlin fit that is discussed below in Sect. 5.2).

The derived parameters are reported in Table 1 together with their error bars; they are ranked as a function of the way they are derived. First are reported the free parameters of the combined fit that are listed in Sect. 5.1.3 and which are constrained by photometry only, then those that are constrained both by radial velocities and photometry, and then those constrained by radial velocities only. In this last category, the dispersion around the obtained radial velocity shifts are also reported. Twelve adjusted parameters of the combined fit are reported here. Then

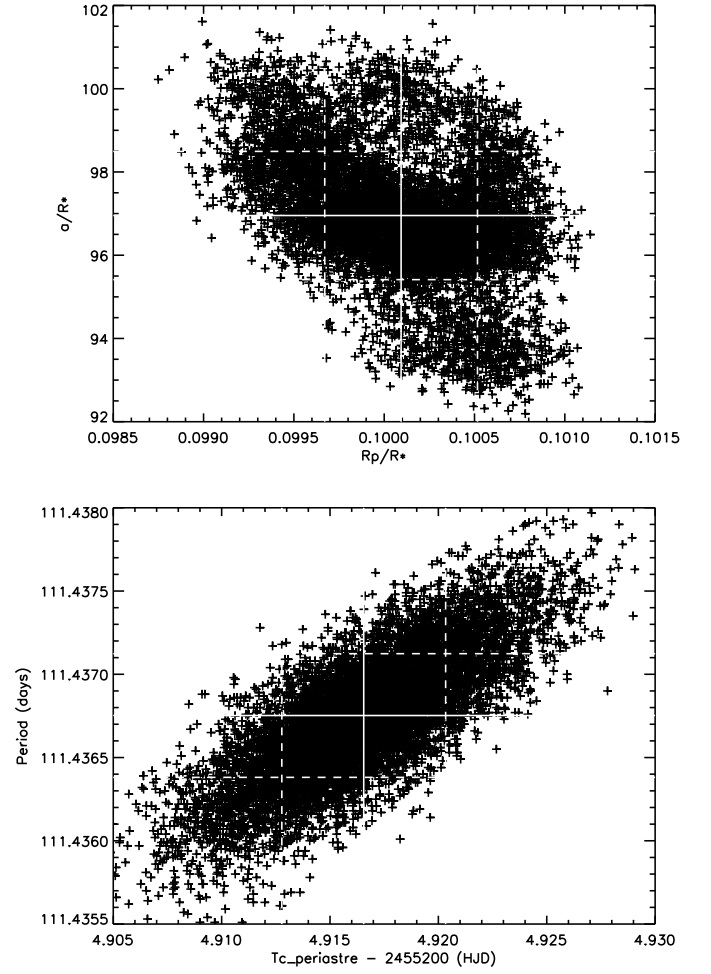


Fig. 5. Distributions of the parameters obtained for the 15000 fits performed with the prayer bead and bootstrap (Sect. 5.1.4). As example, four parameters are plotted here: a/R_* vs. R_p/R_* and P vs. T_0 (periastron). The mean values and the standard deviations are shown.

Table 1 shows the parameters that are directly derived from the above free parameters of the fit, without any additional hypothesis. This includes the transit and eclipse timings, the latest being obtained from Laughlin et al. (2009) and Gillon (2009a). The following parameters are those that are derived by assuming the stellar mass $M_* = 1.01 \pm 0.05 M_\odot$ (Sect. 5.1.3) together with the parameters derived above and through the Kepler third law. The last parameter set in Table 1 are those relative to the Rossiter-McLaughlin fit that are obtained below in Sect. 5.2.

The dispersion of the *Spitzer* photometry around the transit light curve fit represents 5.3×10^{-3} of the stellar flux for unbinned frames. This is the expected level of the photon noise. The amplitude of the correlated noise, as seen for different bin-sizes of the light curve, is of the order of 1.4×10^{-4} of the stellar flux (Fig. 6). A bump in the light curve with an amplitude of ~ 1 mmag is seen just before the transit mid-time (see Sect. 6.1).

It could be instrumental or due to a spot (see Sect. 6.1). We performed fits without taking into account these points; this did not change significantly the derived parameters.

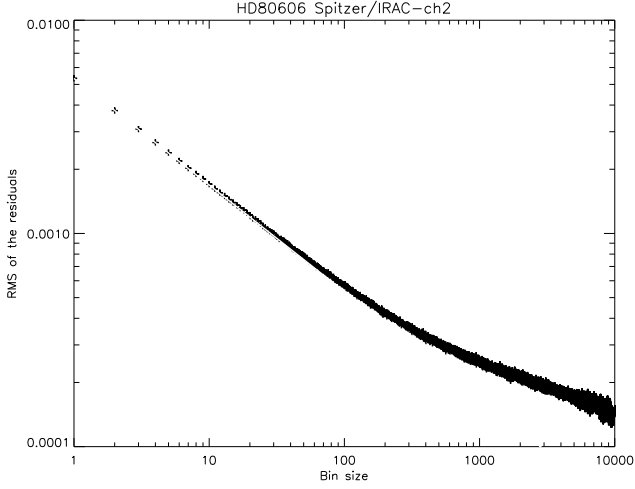


Fig. 6. Root mean square (RMS) of binned residuals of the *Spitzer* transit light curve as a function of the bin size n . The solid, red line is proportional to $n^{-1/2}$, as expected if only photon noise is considered.

5.2. Rossiter-McLaughlin fit

The radial velocity measurements secured during transits have been fitted in order to measure the sky-projected angle λ between the planetary orbital axis and the stellar rotation axis. The data we use are the *SOPHIE* observations of the February-2009 transit (Moutou et al. 2009) and the new ones we secured in January 2010 (Sect. 3). We also used the *HIRES* data of the June-2009 transit (Winn et al. 2009a).

We first measured the radial velocity shift of each data set by comparison to the center-of-mass radial velocity references computed in Sect. 5.1. Radial velocity measurements performed near but off the transit are mandatory to constrain those shifts. A lack of such reference observations could prohibit an accurate measurement of the spin-orbit angle. For example in the case of the recent Rossiter-McLaughlin observation of the planetary system Kepler-8 (Jenkins et al. 2010), the paucity of off-transit observations makes difficult to conclude if the apparent asymmetry of the Rossiter-McLaughlin shape by comparison to the Keplerian curve is due to an actual spin-orbit misalignment or to a shift due to another cause, as stellar activity and/or instrumental drifts.

In the case of HD 80606, we used as reference for the February-2009 data the nine *SOPHIE* measurements performed the nights before and after the transit night, as well as the nine ones performed after the fourth contact the night of the transit. For the 2010 *SOPHIE* data we used the 33 exposures obtained the January-15 night, i.e. two days after the transit. Finally, for the *HIRES* data we used the six June-2009 measurements secured before and after the night of the transit (the June-2009 data were excluded from the *HIRES* post-upgrade data set used in Sect. 5.1 for the fit of the orbit). The radial velocity shift for the three data sets are reported in Table 1. We found a shift of $14.4 \pm 1.9 \text{ m s}^{-1}$ between the 2009 and 2010 *SOPHIE* data sets,

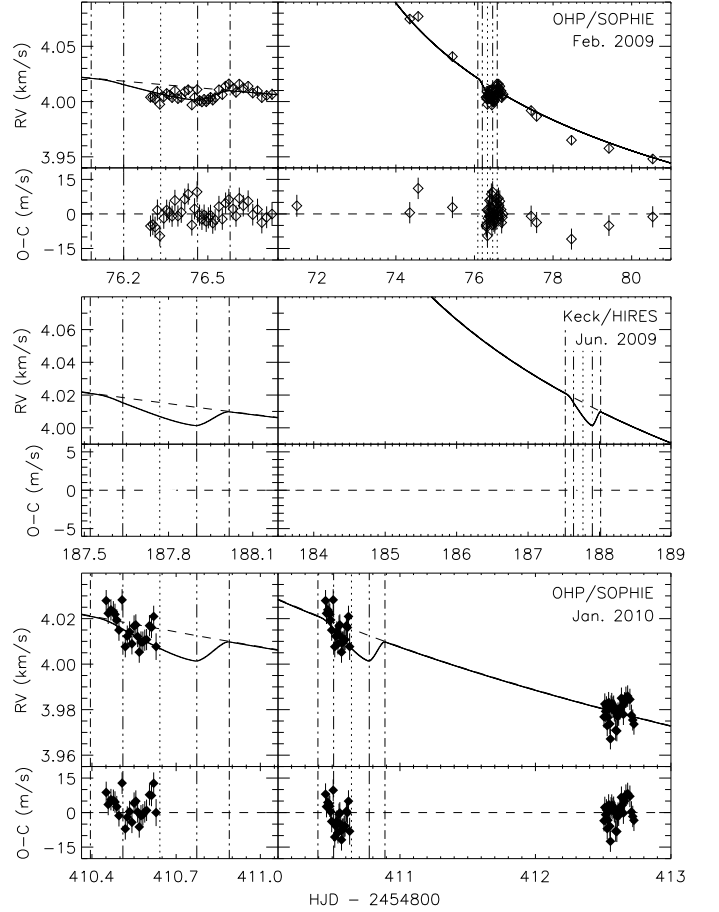


Fig. 7. Radial velocities of HD 80606b around transits and their Rossiter-McLaughlin fit. The upper panel shows the *SOPHIE* observations around the 14 February 2009 transit (Moutou et al. 2009), the middle panel shows the *HIRES* observations around the 5 June 2009 transit (Winn et al. 2009a), and the lower panel shows the *SOPHIE* observations around the 13-14 January 2010 transit (Sect. 3). On each of these three panels the data are plotted together with the $1\text{-}\sigma$ error bars. The fits with and without transit are the solid and dashed lines, respectively. The left panels show the data during the nights of the transits, and the right panels show all the data secured the nights before and after the transits to allow the measurement of the radial velocity shift of each data set. The O-C residuals of the fit including the Rossiter-McLaughlin anomaly are also plotted. Moreover on all panels, the vertical dotted lines show the mid-transit, the vertical dot-dashed lines show the first and fourth contacts, and the vertical dot-dot-dashed lines show the second and third contacts.

and a shift of $3.2 \pm 1.3 \text{ m s}^{-1}$ between the *HIRES* measured in June 2009 and the other post-upgrade *HIRES* data secured more than one year earlier. These shifts could result from a combination of instrumental effects, unknown component in the system and/or activity-induced jitter.

The reference observations secured near each of the three transits are plotted in the right panels of Fig. 7. Using these off-transit radial velocities, we also computed the uncertainties we had to add to the radial velocities tabulated error bars in order to put to unity the reduced χ^2 corresponding to the Keplerian fit. We thus quadratically added 1.0 m s^{-1} and 2.5 m s^{-1} to the *SOPHIE* measurements secured in 2009 and 2010 respectively,

and 1.7 m s^{-1} to the *HIRES* measurements (in agreement with the other *HIRES* post-upgrade data used above, see Sect. 5.1.4).

We model the Rossiter-McLaughlin anomaly shape using the analytical approach developed by Ohta et al. (2005). The complete model has 14 parameters: the stellar limb-darkening linear coefficient ϵ , the transit parameters R_p/R_* , a/R_* and i , the orbital parameters (P , T_0 , e , ω , K), the three radial velocity shifts measured above, and finally $V \sin I_*$ and λ . We computed $\epsilon = 0.722$ in the wavelength range 5300–6300 Å using the same method as in Sect. 5.1.2. The transit and orbital parameters are fixed from the results obtained in Sect. 5.1; their uncertainties are negligible by comparison to those of the two main free parameters of the Rossiter-McLaughlin fit: λ , which is constrained by the asymmetry of the anomaly, and $V \sin I_*$, which is constrained by its amplitude.

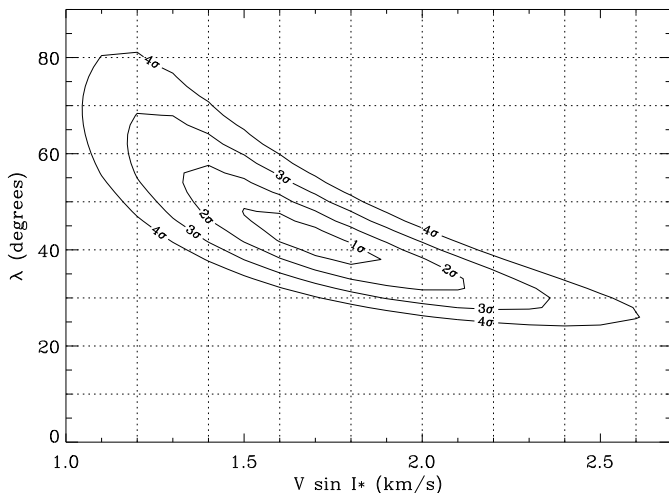


Fig. 8. Confidence interval contours for the λ and $V \sin I_*$ values from the Rossiter-McLaughlin fit.

The best fit is plotted in the middle panel of Fig. 3 and in Fig. 7. It is obtained for $\lambda = 42^\circ$ and $V \sin I_* = 1.7 \text{ km s}^{-1}$; its χ^2 is 117.8 for 117 degrees of freedom. The confidence interval contours estimated from χ^2 variations (Hébrard et al. 2002) for the two correlated λ and $V \sin I_*$ parameters are plotted in Fig. 8. The uncertainties obtained this way are $\pm 6^\circ$ and $\pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$, respectively. We increased them in order to take into account for the uncertainties in the radial velocity shifts of the three data sets with respect to the Keplerian curve computed in Sect. 5.1. Our final values are $\lambda = 42^\circ \pm 8^\circ$ and $V \sin I_* = 1.7 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$. We checked that the uncertainties on the parameters derived in Sect. 5.1 and used here in the Rossiter-McLaughlin fit imply negligible uncertainties on λ and $V \sin I_*$; similarly, the uncertainty in the ϵ limb-darkening coefficient is negligible.

The adopted values are reported in Table 1, together with the dispersion of the radial velocities performed during the transit with respect to the Rossiter-McLaughlin fit. The dispersion is in the range 4 – 5 m s^{-1} for *SOPHIE* data; we have a similar dispersion around the Keplerian curve for the *SOPHIE* reference measurements performed before and after the transit. For the *HIRES* data, the dispersion around the Rossiter-McLaughlin fit is 0.8 m s^{-1} , whereas it is two times larger (1.7 m s^{-1}) for the June-2009 *HIRES* measurements performed before and after the transit. So it could remain a slight systematic in the *HIRES* radial velocities secured during the transit. However this effect is

small, and is detected here due to the particularly high accuracy of these measurements.

6. Discussion

6.1. Warm-Spitzer transit light curve

This planetary transit observations is among the first ones secured with *Spitzer* in its post-cryogenic mission. This shows that accurate transit light curves can be obtained in this second part of the observatory mission despite enhanced ramp and pixel-phase effects. Our Warm-*Spitzer* transit light curve of HD 80606 has lower uncertainties than those obtained from the ground. The typical durations of the pixel-phase effect (70 minutes) and the planetary transit (12 hours) are on time-scales different enough to avoid significant uncertainties on the derived system parameters due to this instrumental effect. The transit light curve is well detected, without extra signatures of transiting rings or satellites. According to our accuracy, the signature of an hypothetical satellite would have been detected up to a magnitude depth slightly below 1 mmag; this corresponds to an upper limit of $2 R_\oplus$ on the radius.

A bump in the light curve is seen just before the transit mid-time with an amplitude of ~ 1 mmag. It could correspond to the planet occulting a dark spot during the transit (Pont et al. 2007, Rabus et al. 2009). HD 80606 is not an active star, so the probability of such event is low. The stability at the level of a few mmag of the stellar flux observed in the optical (Sect. 4) would correspond to a stability below 1 mmag at $4.5 \mu\text{m}$, assuming dark spots are 1000-K cooler than the stellar surface (Désert et al. 2010); so the optical photometry cannot exclude that the feature detected in the *Spitzer* light curve is due to a spot. One can note that at the time of this feature (near 137 hours after the periastron in Fig. 3), a simultaneous feature is also seen in the *SOPHIE* radial velocity data. This could argue in favor of the interpretation of this event in term of phenomenon at the surface of HD 80606. This seems however unlikely, since a photometric feature with this low flux amplitude should a priori not produce such high radial velocity effect. The radial velocity feature is more likely an instrumental systematic. The feature in the *Spitzer* light curve is detected at a maximal value of the pixel-phase effect (Fig. 2) so we should remain cautious about instrumental effects. We monitored the coordinates of the target on the subarray through the observation in order to test if the bump corresponds to a particular area of the detector. This is not the case: at the epoch of the bump, the target is located on a position of the detector where the target passes numerous times before and after this event, and where the pixel-phase effect apparently is well corrected by our procedure. So we found no strong reasons to particularly favor an instrumental effect to explain the presence of this feature in the *Spitzer* light curve. The most likely explanation is the presence of a small star spot on the surface HD 80606, above which the planet is transiting.

Our data set results from the first joined campaign during which space-based photometry and high-precision radial velocities were carried out simultaneously. If large stellar spots are detected during a similar campaign, this would help to better understand the effect of stellar activity on radial velocity measurements. Stellar jitter indeed introduces noise in measured radial velocities and is a significant limitation in high-precision velocimetry (see, e.g., Saar & Donahue 1997, Santos et al. 2000, Boisse et al. 2009, Queloz et al. 2009, Hébrard et al. 2009a). No stellar spots large enough to be spectroscopically detected were apparently seen here.

6.2. Comparison with previous measurements

The HD 80606's system parameters that we report in Table 1 have better accuracy by comparison with previous studies (Moutou et al. 2009, Pont et al. 2009, Gillon 2009a, Winn et al. 2009a, Hidas et al. 2010). With respect to the ground observation of nearly all the transit phases used by Winn et al. (2009a), the uncertainties presented here are better by factors two to five. Exceptions are the parameters e , ω and K for which the error bars are not significantly reduced. This is due to the fact that most of the constraints on these three parameters come from the radial velocity on a 9.5-year time span and already used by previous studies.

For most of the parameters, the revised, more accurate values are in agreement within 1σ with those previously published. There is a $2 - \sigma$ disagreement on the inclination i of the orbit, which is found in our study to be slightly lower; this implies a more grazing transit, a larger impact parameter b , and a slightly longer duration for ingress and egress (~ 10 minutes longer). The a/R_* -ratio is also found to be 5 % smaller, a shift by 2σ according the error bars from Winn et al. (2009a).

The projected stellar rotational velocity we found, $V \sin I_* = 1.7 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$, is slightly larger than the value obtained by Winn et al. (2009a) from the Rossiter-McLaughlin fit of their *HIRES* data: $V \sin I_* = 1.12^{+0.44}_{-0.22} \text{ km s}^{-1}$. Whereas we also used their *HIRES* in our analysis, our different result is explained by the fact that we use additional *SOPHIE* data and we measured a smaller R_p/R_* ratio (see Sect. 6.3). In addition, a difference with the study by Winn et al. (2009a) is the shift of $3.2 \pm 1.3 \text{ m s}^{-1}$ that we found between the *HIRES* data secured near the transit and the other ones (Sect. 5.2); this implies a slightly larger amplitude for the Rossiter-McLaughlin anomaly, thus a larger $V \sin I_*$. The value $V \sin I_* = 1.7 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ that we measured nonetheless agrees with those found from synthetic spectral fitting: $V \sin I_* = 1.8 \pm 0.5$ and $2.0 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ by Valenti & Fischer (2005) and Winn et al. (2009a), respectively. The discrepancy noted and discussed by several authors (Winn et al. 2005, Triaud et al. 2009, Hirano et al. 2010, Simpson et al. 2010) between the $V \sin I_*$ measured from the Rossiter-McLaughlin effect and from the spectral modeling of line broadening is negligible for such slow-rotating star like HD 80606.

The stellar radius we measured, $R_* = 1.007 \pm 0.024 R_\odot$, is slightly larger than this obtained by Winn et al. (2009a), namely $R_* = 0.968 \pm 0.028 R_\odot$. Both values remain in agreement with the one deduced by Moutou et al. (2009) from relationships between stellar radius, luminosity, temperature, gravity and mass, namely $R_* = 0.98 \pm 0.07 R_\odot$.

The radius ratio R_p/R_* and the timing of the transit that we found significantly differ from the values derived from ground-based observation; this is discussed below.

6.3. Planetary radius

The radius ratio we found from the transit observed with *Spitzer* is $R_p/R_* = 0.1001 \pm 0.0006$. By comparison, Winn et al. (2009a) measured $R_p/R_* = 0.1033 \pm 0.0011$; Pont et al. (2009) found the same radius ratio than Winn et al. (2009a) but with an uncertainty three time larger, mainly due to the lack of ingress observation. The radius ratio measured in the infrared from space is thus $\sim 3\%$ smaller than the one measured in the optical from ground. This is a $3 - \sigma$ difference according the error bar reported by Winn et al. (2009a). The two horizontal dotted lines in the lower panel of Fig. 3 show the absorption depths expected

with the two values; the infrared radius ratio clearly is smaller than the optical one.

The uncertainties in the background measurement (Sect. 2.2) are too small to account for such a radius difference. A variation of the stellar brightness due to spots could explain time-variations in the measured radius ratio (Désert et al. 2010). The upper limit of the brightness variations of the non-active star HD 80606 (Sect. 4) is however too small to explain a $\sim 3\%$ radius-ratio variation. The planetary thermal emission could produce an underestimation of the measured radius ratio (Kipping & Tinetti 2009). The emission level measured by Laughlin et al. (2009) at $8 \mu\text{m}$ near the periastron is larger than the planetary emission expected at $4.5 \mu\text{m}$ at the transit; even with this overestimated planetary flux, the effect would be negligible according the error bars on the radius ratio we measure at $4.5 \mu\text{m}$.

The question of possible interpretation in terms of differential atmospheric absorption could be raised. The planet apparent radius as a function of wavelength has been shown to follow the equation $dR_p/d\lambda = Hd \ln \sigma / d\lambda$ (Lecavelier des Etangs et al. 2008a, 2008b), where λ is the wavelength, σ is the cross section of the mean atmospheric absorber, $H = kT/\mu g$ is the atmospheric scale height, k is the Boltzmann constant, T is the temperature, μ is the molecular mass, and g is the planet gravity which is about 100 m s^{-2} . If the variation of radius is due to variation of absorption by haze in the atmosphere as in the case of the HD 189733b (Pont et al. 2008), even assuming Rayleigh scattering which produces the steepest variation of absorption as a function of wavelength, a temperature of about 5000 K is required to interpret the present measurements, much higher than actually measured (Laughlin et al. 2009). Indeed, because of the large planetary mass, at a typical temperature of 1000 K the scale height is only 60 km. The difference of measured radius is about 40 times this scale height, and is therefore unlikely due to atmospheric differential absorption.

We found no astrophysical interpretations able to explain the radius difference between optical and infrared wavelengths. It is more likely that the error bars are slightly underestimated, maybe in the ground-based composite light curve. We note that as we obtain a larger stellar radius than Winn et al. (2009a), we obtain a similar planetary radius despite the different radius ratio: $R_p = 0.981 \pm 0.023 R_{\text{Jup}}$.

6.4. Transit timing

The mid-times of the transit and the eclipse given in Table 1 are those that are *measured*. This means that the transit mid-time T_t we report is in significant advance by about 2.5 minutes in comparison to this predicted from the epoch T_0 we report for the periastron of the planet (see Sect. 5.1.2). Indeed, this latest time is in the referential frame of the radial velocities, which are these of the star. Similarly, the epoch T_e of the eclipse reported in Table 1 is delayed by about 15 seconds by comparison to the ephemeris computed from T_0 .

The mid-time of the transit we obtain is accurate at the level of 1.5 minute, whereas the accuracy is 6 minutes for the epoch of the periastron. Laughlin et al. (2009) obtained a 4-minute accuracy for the mid-time of the eclipse. These accuracies are high, especially when they are compared with the long duration of the transit and the long orbital period. Using radial velocities alone, even if they span a time as long as 9.5 years, the error bars on the eclipse and periastron timing are three times larger. For the transit timing, the radial velocities can not predict it at better than two to three hours. Transit and eclipse detections allow here more accurate timings.

This high-accuracy offers opportunity to look for possible transit timing variations (TTVs). According to the mid-transit time and the period we found, we obtain for the February and June 2009 transits a mid-time that is ~ 23 minutes earlier than the T_i time measured by Winn et al. (2009a) from these events. Their accuracy on this timing was ± 7 minutes, so the disagreement is at the level of 3σ . If it is not caused by underestimated systematic uncertainties, such a difference in the transit timing could in principle be due to the presence of additional bodies in the system, such as satellites of the transiting planet or additional planetary-mass bodies in the system (see, e.g., Holman & Murray 2005, Agol et al. 2005, Nesvorný & Beaugé 2010).

We explored a small region of the parameter space of a hypothetical additional planet in search for a few examples that could explain a ~ 20 -minute difference between two nearby transits. For this, we performed a series of 3-body simulations by integrating the equations of motion using the Burlisch-Stoer algorithm implemented in the Mercury6 package (Chambers 1999).

Planets in resonant orbits could explain such TTV even with masses low enough to prohibit their detection with the available radial velocities. For example, a 15-Earth-mass planet in a circular 4:1-resonant orbit produces the adequate timing anomalies, with many pairs of transits exhibiting a ~ 20 -minute discrepancy. The simulated timing variations exhibit an amplitude of 80 minutes in this case. A 0.17-Jupiter-mass planet at the 6:1 resonance produces similar results, although the overall amplitude is reduced to ~ 40 minutes. Both cases would imply radial velocity variations with semi-amplitudes $K \simeq 1.5$ and 4 m s^{-1} , respectively, so we cannot exclude those two cases: the first one would be undetectable in the available radial velocity data set, whereas the second one would be at the limit of detection. More massive planets on non-resonant orbits could be excluded. For example, a planet located in a circular orbit at 3 AU and having a mass of 1.7 Jupiter masses would imply a small number of pairs of nearby transits exhibit a variation of the order of 20 minutes. It would imply radial velocity variations of $K \simeq 30 \text{ m s}^{-1}$ which is detectable with the available radial velocities. In all these cases, the short-term variations (in timescales of the order of 2000 days) exhibited by the orbital parameters of the transiting planet remain below the level of precision reached from our combined fit (Sect. 5.1). However, the variations in timescales of the order of 10^{5-6} days are substantially larger in all cases. In particular, some 4:1-resonant cases could be unstable after a few thousands of years.

We also explored the possibility that the observed discrepancy were produced by a satellite to the transiting planet. In the more favorable case of having a satellite orbiting the planet at the Hill's radius, we found that its mass must be around 3/100 that of HD 80606b for it to be the cause of a ~ 20 -minute delay in the transit occurrence, corresponding to 40 Earth masses.

6.5. Spin-orbit misalignment

We confirm the spin-orbit misalignment in the HD 80606 system and reduce the uncertainty in its measurement: $\lambda = 42 \pm 8^\circ$. This allows scenarios with aligned spin-orbit to be rejected with a high-level of confidence. Such misalignment would imply an asymmetry in the Rossiter-McLaughlin anomaly as the star is not a perfect sphere but is slightly elongated at the equator due to its rotation. However, the accuracy of the data is not high enough to allow such tiny effect to be detected.

The λ angle measures the sky-projected angle between the planetary orbital axis and the stellar rotation axis. Its actual value remains unknown, as the inclination I_* of the stellar rotation axis

is undetermined. In cases where $\lambda = 0$ is measured, it is reasonable to assume $I_* \simeq 90^\circ$ and an actual spin-orbit alignment. In cases as HD 80606 where λ is significantly different from 0, there is certainly no reasons to assume the stellar rotation axis is parallel to the sky plan.

The projected stellar rotational velocity we get from the Rossiter-McLaughlin fit is $V \sin I_* = 1.7 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$. According to our measured radius for HD 80606, $R_* = 1.007 \pm 0.024 R_\odot$, and to the relation from Bouchy et al. (2005), this $V \sin I_*$ translates into a stellar rotation period $P_{\text{rot}} / \sin I_* = 30 \pm 5$ days. So the stellar rotation period apparently is shorter than 40 days. This is shorter than the limit $P_{\text{rot}} > 50$ days we get in Sect. 3.2 from the low activity of HD 80606. This estimation based on the activity, however, is not accurate especially for long rotation periods. These two values suggest a rotation period in the range 40–50 days, so a I_* -angle near 90° . The value $\lambda = 42 \pm 8^\circ$ that we measure is thus probably close to the value of the misalignment angle without projection effect. So the actual angle between the spin-axis of HD 80606 and the normal to the planetary orbital plane is about 40° .

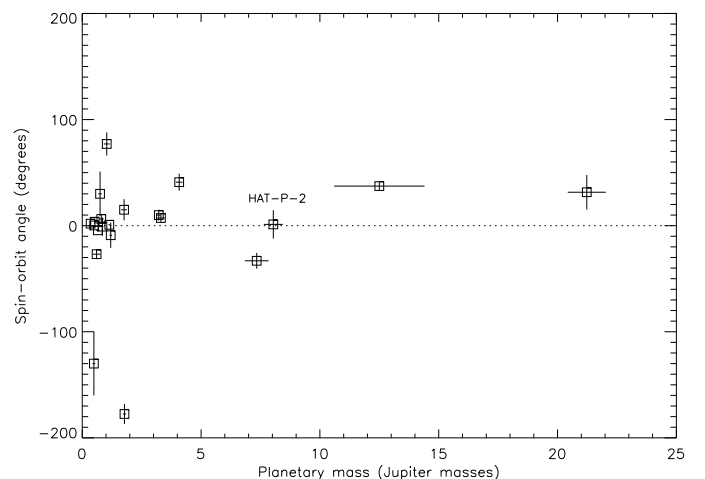


Fig. 9. Sky-projected λ -angle between the planetary orbital axis and the stellar rotation axis as a function of the planetary mass, for 21 published systems (see references in Sect. 6.5). Systems with $|\lambda| > 30^\circ$ are in filled, red symbols. HD 80606 is marked by a circle.

The first case of a planetary system with a stellar spin misaligned with the normal of the planetary orbit was discovered by Hébrard et al. (2008) in the XO-3 system. This result was hereafter confirmed by Winn et al. (2009b), who however found a lower λ -value. HD 80606 was the second system reported to have a spin-orbit misalignment by Moutou et al. (2009). This result was subsequently confirmed and refined successively by Pont et al. (2009), Gillon (2009a), Winn et al. (2009a) and finally by the present study. Other planetary systems with significantly misaligned spin-orbit have been reported since then: WASP-14 (Johnson et al. 2009), WASP-17 (Anderson et al. 2010), HAT-P-7 (Winn et al. 2009c, Narita et al. 2009a), and CoRoT-1 (Pont et al. 2010). There are thus now six known misaligned systems. Three other systems may be misaligned, but the large uncertainties in the reported λ -values prohibit definitive conclusion: WASP-3 (Simpson et al. 2010), TrES-1 (Narita et al. 2007), and CoRoT-3 (Triaud et al. 2009). The recent case of Kepler-

8 (Jenkins et al. 2010) is presented as moderately misaligned but this requires confirmation (see Sect. 5.2). On the other hand, eleven systems are apparently aligned, namely HD 209458 (Queloz et al. 2000, Wittenmyer et al. 2005), HD 189733 (Winn et al. 2006, Triaud et al. 2009, Collier Cameron et al. 2009), HD 149026 (Wolf et al. 2007, Winn & Johnson in prep.), HD 17156 (Cochran et al. 2008, Barbieri et al. 2009, Narita et al. 2009b), HAT-P-1 (Johnson 2008), HAT-P-2 (Winn et al. 2007, Loeillet et al. 2008), HAT-P-13 (Winn et al. 2010b), WASP-6 (Gillon et al. 2009b), TrES-2 (Winn et al. 2008), TrES-4 (Narita et al. 2010), and CoRoT-2 (Bouchy et al. 2008).

Fabrycky & Winn (2009) have shown that the whole sample of the measured λ -angles could be well reproduced with a bimodal distribution, by assuming that a fraction of the orbits have random orientations relative to the stars and the remaining ones are perfectly aligned. The systems of misaligned orbits would be those which experienced gravitational interactions between planets and/or stars, such as Kozai migration.

In Fig. 9 we show the measured λ -angles as a function of the planetary masses for the 21 systems with published measurements reported above. This plot suggests a scenario with three distinct populations. Indeed, for the planets with masses similar to that of Jupiter, most of the spins are aligned with the orbits; this is expected for planets that formed in a protoplanetary disk far from the star and that slowly migrated closer-in at a later time. A small fraction of these Jupiter-mass planets however exhibits large λ -angles; this could be the signature of the second population in the scenario by Fabrycky & Winn (2009), these which experienced gravitational interactions and that apparently are less frequent. These planets also seem to be those than can have extreme λ -values.

A third population could be formed by the large-mass planets. Indeed, most of them exhibit a misaligned spin-orbit (see also Johnson et al. 2009), maybe all of them³. This is a priori surprising as one can expect the most massive planets are the ones for which exciting the inclination is more difficult. If indeed such misalignments are frequent for the high-mass-planet population, this suggests a different evolution scenario for them. Maybe the more massive planets could not really slowly migrate because of the interactions with the disk. In that case, only more severe interactions with another planet or a star could be the cause of migration for massive planets, such interactions also affecting the inclination of the orbit. We also note that the λ -angles seem lower for the massive planets than those of the misaligned planets with lower masses; this suggests as well a different scenario for the processes able to modify the inclination of low- and large-mass planets.

Rossiter-McLaughlin observations of other systems with transiting massive planets should be performed to confirm or not that there are preferentially tilted.

7. Conclusion

We presented an observation of the 12-hour-long transit of the highly eccentric, 111.4-day-period exoplanet HD 80606b performed in January 2010. The transit light curve we present is among the first ones carried with the post-cryogenic *Spitzer*. It shows systematic effects stronger than those seen in the Cold-*Spitzer* but the accuracy remains clearly better than ground-based observations. Together with the *SOPHIE* measurements acquired at the same epoch, this is one of the first observational

campaigns performed simultaneously in radial velocities and space-based high-accuracy photometry. With previously available data sets, this allows the parameters of this system to be significantly refined thanks to combined fits. There is a possible detection of a variation in the transit timing, which has to be confirmed by additional observations of HD 80606b transits, from ground or space. A dark spot was also possibly detected on the surface of this inactive star. The spin-orbit misalignment is clearly confirmed and the λ angle is accurately measured. As most of the massive planets for which this angle is measured, the orbit of HD 80606b is misaligned with the equatorial plan of its host star. This suggests a separate evolution scenario for massive planets in comparison with Jupiter-mass planets.

Acknowledgements. We thank the Haute-Provence Observatory staff that allowed *SOPHIE* observations despite the ongoing break of the 193-cm telescope, and in particular Fabien Fillion, François Moreau, Jacky Taupenas, Jean-Pierre Troncin and Stéphane Favard. We are grateful to C. Adami, D. Russeil and M. Dennefeld for their flexibility in the OHP 120-cm photometry observations, M. Gillon and J. N. Winn for useful discussions, and the referee G. Laughlin. We thank the *Spitzer* Director for having awarded us Discretionary Time, and the *Spitzer* staff and in particular Nancy Silbermann for their assistance in the preparation of the observation. We acknowledge supports of the “Programme National de Planétologie” (PNP) of CNRS/INSU, the Swiss National Science Foundation, and the French National Research Agency (ANR-08-JCJC-0102-01 and ANR-NT05-4-44463). D.E. is supported by CNES. A.E. is supported by a fellowship for advanced researchers from the Swiss National Science Foundation. N.C.S. would like to thank the support by the European Research Council/European Community under the FP7 through a Starting Grant, as well from Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT), Portugal, through a Ciência 2007 contract funded by FCT/MCTES (Portugal) and POPH/FSE (EC), and in the form of grants reference PTDC/CTE-AST/66643/2006 and PTDC/CTE-AST/098528/2008.

References

- Agol, E., Steffen, J., Sari, R., Clarkson, W. 2005, MNRAS, 359, 567
- Anderson, D. R., Hellier, C., Gillon, M., et al. 2010, ApJ, 709, 159
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1994, A&AS, 119, 373
- Barbieri, M.; Alonso, R., Desidera, S., et al. 2009, A&A, 503, 601
- Boisse, I., Moutou, C., Vidal-Madjar, A., et al. 2009, A&A, 495, 959
- Boisse, I., Bouchy, F., Chazelas, B., Perruchot, S., Pepe, F., Lovis, C., Hébrard, G. 2009, *New technologies for probing the diversity of brown dwarfs and exoplanets*, EPJ Web of Conferences, in press [arXiv:1001.0794]
- Bouchy, F., Pont, F., Melo, C., Santos, N. C., Mayor, M., Queloz, D., Udry, S., 2005, A&A, 431, 1105
- Bouchy, F., Queloz, D., Deleuil, M., et al. 2008, A&A, 482, L25
- Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009, A&A, 505, 853
- Chambers, J.E. 1999, MNRAS, 304, 793
- Charbonneau, D., Alle, L. E., Megeath, S. T., et al. 2005, ApJ, 626, 523
- Cochran, W. D., Redfield, S., Endl, M., Cochran, A. L. 2008, ApJ, 683, L59
- Collier Cameron, A., Bruce, V. A., Miller, G. R. M., Triaud, A. H. M. J., Queloz, D. 2009, MNRAS in press [arXiv:0911.5361]
- Deeg, H. J., Moutou, C., Erikson, A., et al. 2010, Nature, 464, 384
- Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., Harrington, J. 2005, Nature, 434, 740
- Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Sing, D. K., Ehrenreich, D., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A. 2009, ApJ, 699, 478
- Désert, J.-M., Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., Hébrard, G., Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Parmentier, V., Ferlet, R., Henry, G. 2010, submitted to ApJ
- Ehrenreich, D., Hébrard, G., Lecavelier des Etangs, A., Sing, D. K., Désert, J.-M., Bouchy, F., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A. 2007, ApJ, 668, L179
- Fabrycky, D. C., Winn, J. N. 2009, ApJ, 696, 1230
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, ApJS, 154, 10
- Fernandes, J., Santos, N. C. 2004, A&A, 427, 607
- Fossey, S. J., Waldmann, I. P., Kipping, D. M. 2009, MNRAS, 396, L16
- García-Melendo, E., McCullough, P. R. 2009, ApJ, 698, 558
- Gillon, M., Demory, B.-O., Barman, T., et al. 2007, A&A, 471, L51
- Gillon, M. 2009a, submitted to MNRAS [arXiv:0906.4904]
- Gillon, M., Anderson, D. R., Triaud, A. H. M. J., et al. 2009b, A&A, 501, 785
- Hébrard, G., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2002, ApJ, 140, 103
- Hébrard, G., Bouchy, F., Pont, F., et al. 2008, A&A, 481, 52
- Hébrard, G., Udry, S., Lo Curto, G., et al. 2010a, A&A, 512, A46
- Hébrard, G., Bonfils, X., Ségransan, D., et al. 2010b, A&A, in press [arXiv:1001.0682]

³ The only exception, HAT-P-2, could actually be also misaligned as the inclination of the stellar rotation axis is unknown.

- Hidas, M. G., Tsapras, Y., Street, R. A., et al. 2010, submitted to MNRAS [arXiv:1002.1052]
- Hirano, T., Suto, Y., Taruya, A., Narita, N., Sato, B., Johnson, J. A., Winn, J. N. 2010, ApJ, 709, 458
- Holman, M. J., Murray, N. W. 2005, Science, 307, 1288
- Jenkins, J. M., Borucki, W., J., Koch, D. G., et al. 2010, in prep. [arXiv:1001.0416]
- Johnson, J. A., Winn, J. N., Narita, N., et al. 2008, ApJ, 686, 649
- Johnson, J. A., Winn, J. N., Albrecht, S., Howard, A. W., Marcy, G. W., Gazak, J. Z. 2009, PASP, 121, 1104
- Kipping, D. M., Tinetti, G. 2009, submitted to ApJ [arXiv:0912.1133]
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., et al. 2007, Nature, 447, 183
- Kurucz, R. L. 1979, ApJS, 40, 1
- Laughlin, G., Deming, D., Langton, J., Kasen, D., Vogt, S., Butler, P., Rivera, E., Meschiari, S. 2009, Nature, 457, 562
- Lecavelier des Etangs, A., Pont, F., Vidal-Madjar, A., Sing, D. 2008a, A&A, 481, L83
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Sing, D. 2008b, A&A, 485, 865
- Loeillet, B., Shporer, A., Bouchy, F., et al. 2008, A&A, 481, 529
- Mamajek, E. E., & Hillenbrand, L. A. 2008, ApJ, 687, 1264
- Mandel, K., Agol, E. 2002, ApJ, 580, L171
- Morales-Calderón, M., Stauffer, J. R., Kirkpatrick, J. D., et al. 2006, ApJ, 653, 1454
- Moutou, C., Pont, F., Bouchy, F., Mayor, M. 2004, A&A, 424, L31
- Moutou, C., Hébrard, G., Bouchy, F., et al. 2009, A&A, 498, L5
- Naef, D., Latham, D. W., Mayor, M., et al. 2001, A&A, 375, L27
- Narita, N., Enya, K., Sato, B., et al. 2007, PASJ, 59, 763
- Narita, N., Sato, B., Hirano, T., Tamura, M. 2009a, PASJ, 61, L35
- Narita, N., Hirano, T., Sato, B., Winn, J. N., Suto, Y., Turner, E. L., Aoki, W., Tamura, M., Yamada, T. 2009b, PASJ, 61, 99
- Narita, N., Sato, B., Hirano, T., Winn, J. N., Aoki, W., Tamura, M. 2010, PASJ, in press [arXiv:1003.2268]
- Nesvorný, D., Beaugé, C. 2010, ApJ, 709, L44
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., Vaughan, A. H. 1984, ApJ, 279, 763
- Ohta, Y., Taruya, A., Suto, Y. 2005, ApJ, 622, 1118
- O'Toole, S. J., Tinney, C. G., Jones, H. R. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Carter, B., Bailey, J. 2009, MNRAS, 392, 641
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, A&A, 388, 632
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al., 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, Edited by McLean, I.S., Casali, M.M., Proceedings of the SPIE, vol. 7014, 70140J
- Pont, F., Gilliland, R. L., Moutou, C., et al. 2007, A&A, 476, 1347
- Pont, F., Knutson, H., Gilliland, R. L., Moutou, C., Charbonneau, D. 2008, MNRAS, 385, 109
- Pont, F., Hébrard, G., Irwin, J. M., et al. 2009, A&A, 509, 695
- Pont, F., Endl, M., Cochran, W. D., et al. 2010, MNRAS, 402, L1
- Queloz, D., Eggenberger, A., Mayor, M., Perrier, C., Beuzit, J. L., Naef, D., Sivan, J. P., Udry, S. 2000, A&A, 359, L13
- Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., et al. 2009, A&A, 506, 303
- Rabus, M., Alonso, R., Belmonte, J. A., et al. 2009, A&A, 494, 391
- Reach, W. T., Surace, J. A., Glaccum, W. J., et al. 2006, *Infrared Array Camera Data Handbook, Version 3.0*
- Saar, S. H., Donahue, R. A. 1997, ApJ, 485, 741
- Santos, N. C., Mayor, M., Naef, D., et al. 2000, A&A, 361, 265
- Scoupe et al. 2006, LPQ, 1931, 2
- Sing, D. K. 2010, A&A, 510, 21
- Simpson, E. K., Pollacco, D., Hébrard, G., et al. 2010, MNRAS, in press [arXiv:0912.3643]
- Triard, A. H. M. J., Queloz, D., Bouchy, F., et al. 2009, A&A, 506, 377
- Valenti, J. A., Fischer, D. A., 2005, ApJS, 159, 141
- Winn, J. N., Noyes, R. W., Holman, M. J., et al. 2005, ApJ, 631, 1215
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2006, ApJ, 653, L69
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Peek, K. M. G., et al. 2007, ApJ, 665, L167
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Narita, N., et al. 2008, ApJ, 682, 1283
- Winn, J. N., Howard, A. W., Johnson, J. A., et al. 2009a, ApJ, 703, 2091
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Fabrycky, D., et al. 2009b, ApJ, 700, 302
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Albrecht, S., Howard, A. W., Marcy, G. W., Crossfield, I. J., Holman, M. J. 2009c, ApJ, 703, L99
- Winn, J. N. 2010a, arXiv:1001.2010
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Howard, A. W., et al. 2010b, submitted to ApJ, [arXiv:1003.4512]
- Wittenmyer, R. A., Welsh, W. F., Orosz, J. A., et al. 2005, ApJ, 632, 1157
- Wittenmyer, R. A., Endl, M., Cochran, W. D., Levison, H. F., Henry, G. W. 2009, ApJS, 182, 97
- Wolf, A. S., Laughlin, G., Henry, G. W., Fischer, D. A., Marcy, G., Butler, P., Vogt, S. 2007, ApJ, 667, 549
- Wu, Y., Murray, N. 2003, ApJ, 589, 605

The Earth as an extrasolar transiting planet

Earth's atmospheric composition and thickness revealed by Lunar eclipse observations^{*}

A. Vidal-Madjar¹, L. Arnold², D. Ehrenreich³, R. Ferlet¹, A. Lecavelier des Etangs¹, F. Bouchy^{1,2}, D. Segransan⁴, I. Boisse¹, G. Hébrard¹, C. Moutou⁵, J.-M. Désert^{1,6}, D. K. Sing^{1,7}, R. Cabanac⁸, C. Nitschelm⁹, X. Bonfils³, X. Delfosse³, M. Desort³, R. F. Diaz¹, A. Eggenberger³, T. Forveille³, A.-M. Lagrange³, C. Lovis⁴, F. Pepe⁴, C. Perrier³, F. Pont⁷, N. C. Santos^{4,10}, and S. Udry⁴

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis, boulevard Arago, 75014 Paris, France, e-mail: alfred@iap.fr

² Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, 04870 Saint-Michel-l'Observatoire, France

³ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS (UMR 5571), BP 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

⁴ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁵ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Université de Provence, CNRS (UMR6110), BP 8, Technopôle Marseille Étoile, 13376 Marseille Cedex 12, France

⁶ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, Massachusetts 02138 USA

⁷ School of Physics, University of Exeter, Exeter, EX4 4QL, UK

⁸ Observatoire Midi-Pyrénées, TBL, 57 Ave d'Azereix, 65000 Tarbes, France

⁹ Instituto de Astronomía, Universidad Católica del Norte, Avenida Angamos 0610, Antofagasta, Chile

¹⁰ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

Abstract

Context. An important goal within the quest for detecting an Earth-like extrasolar planet, will be to identify atmospheric gaseous bio-signatures.

Aims. Observations of the light transmitted through the Earth's atmosphere, as for an extrasolar planet, will be the first important step for future comparisons. We have completed observations of the Earth during a lunar eclipse, a unique situation similar to that of a transiting planet. We aim at showing what species could be detected in its atmosphere at optical wavelengths, where a lot of photons are available in the masked stellar light.

Methods. We present observations of the 2008 August 16 Moon eclipse performed with the SOPHIE spectrograph at the Observatoire de Haute-Provence (France). Locating the spectrograph's fibers in the penumbra of the eclipse, the Moon irradiance is then a mix of direct, unabsorbed Sun light and solar light that has passed through the Earth's atmosphere. This mixture essentially reproduces what is recorded during the transit of an extrasolar planet.

Results. We report here the clear detection of several Earth atmospheric compounds in the transmission spectra, such as ozone, molecular oxygen, and neutral sodium as well as molecular nitrogen and oxygen through the Rayleigh signature. Moreover, we present a method that allows us to derive the thickness of the atmosphere versus the wavelength for penumbra eclipse observations. We quantitatively evaluate the altitude at which the atmosphere becomes transparent for important species like molecular oxygen and ozone, two species thought to be tightly linked to the presence of life.

Conclusions. The molecular detections presented here are an encouraging first attempt, necessary to better prepare for the future of extremely-large telescopes and transiting Earth-like planets. Instruments like SOPHIE will be mandatory when characterizing the atmospheres of transiting Earth-like planets from the ground and searching for bio-marker signatures.

Key words. Planets and planetary systems - Eclipses - Earth - Planets and satellites: atmospheres - Astrobiology - Techniques: spectroscopic - Methods: observational

1. Introduction

Soon the *CoRoT* (a space program operated by the French Space Agency, CNES) and *Kepler* (a NASA spacecraft searching for habitable planets) missions may discover a transiting Earth-like planet. It will then be of prime importance to study such an exoplanet's atmospheric composition, in order to define its evolutionary status as compared to the known Earth one.

Through these observations the impact of galactic environmental perturbations as, *e.g.* the passing through a dense interstellar cloud (Vidal-Madjar et al. 1978), may be directly evaluated. However, the ultimate goal of these studies will be to know if life could have emerged elsewhere as it did once on Earth.

It has been demonstrated, as for the exoplanet HD209458b, that it is possible to detect the presence of some species in the planetary atmosphere, like sodium, hydrogen, oxygen, and carbon (Charbonneau et al. 2002, Vidal-Madjar et al. 2003, 2004). More recently, additional detections have been re-

^{*} Detailed observations as shown in Figs. 9, 10, 11 and 12 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/>

ported, including H I from recombination via the Balmer jump (Ballester et al. 2007), H₂ the main gaseous content via Rayleigh scattering (Sing et al. 2008a, 2008b, Lecavelier des Etangs et al. 2008b), and TiO/VO (Désert et al. 2008). The possible signature from H₂O in HD209458b (Barman 2007) is now strongly questioned by new *HST* (the Hubble Space Telescope) and *Spitzer* (a Space Telescope, studying the universe in infrared) observations, revealing on the contrary the presence of high-altitude haze as well as CO in the atmosphere of HD189733b (Ehrenreich et al. 2007, Lecavelier des Etangs et al. 2008a, Sing et al. 2009, Désert et al. 2009). New transiting planets are discovered from space by *CoRoT*, launched at the end of 2006, and by *Kepler* launched in March 2009. More specifically, space observations are reaching high enough accuracy to enable the detection of Earth-size transiting planets (Bordé et al. 2003, Rouan et al. 2009, Léger et al. 2009, Queloz et al. 2009), some of which are possibly “ocean-planets” (Léger et al. 2004) or even similar to the telluric planets of our Solar System, at distances compatible with a so-called habitable zone. Obviously, the characterization of the corresponding atmospheres would be an exciting achievement.

Knowing that the probability to have a transiting Earth at about one AU from its star is of the order of 0.5%, and that the number of available planets rises as the cube of their distance from the Sun, Ehrenreich et al. (2006) have shown that the number of available transiting planets within 60 pc is similar to the number of possible targets available if one looks at the planetary emissions within a sphere of about 10 pc around the Sun (the current expectations of projects like *TPF-I* (the NASA, Terrestrial Planet Finder via Interferometry) or *Darwin* (the ESA equivalent program)). However, the present difficulty of the transiting approach is the lack of photons (*i.e.* high S/N) necessary to analyze spectra of Earth-like planets when using 2-m class telescopes. Lecavelier des Etangs & Ehrenreich (2005) have shown that many hot Jupiters, hot Neptunes, ocean planets, and other low-density planets will be observable with larger ground based telescopes, like the future European Extremely-Large Telescope (E-ELT). Transmission spectroscopy has already proved its potential to probe atmospheres of extrasolar planets. It could very well be the first method which will give access to the atmosphere of smaller and cooler transiting planets, hopefully Earth-like.

Observing in the visible and near UV offers a great advantage, because of the strong opacity of some specific narrow line species in that spectral range, and because of the often more intense stellar flux at these wavelengths. During a transit event, only the upper atmosphere of the planet may be seen, thus reducing the many perturbing effects potentially present when observing at lower resolution, *i.e.* at lower altitudes, like the presence of clouds, continents, oceans etc. as shown in Arnold et al. 2002, Woolf et al. 2002, Arnold 2008 and references therein. Indeed, in the core of the spectral lines we will sample only the upper atmosphere, where one can expect that the mixing of different species has already taken place, thus revealing an “average” planetary atmosphere representative of overall signatures.

Following the pioneering work of Sagan et al. (1993) searching for “life on Earth” from remote sensing, our purpose is to observe the Earth as a transiting planet in order to better test the present models of Earth-like planets and thus get ready to properly analyze future observations of real transiting Earth-like extrasolar planets. Using the Moon as a reflective surface during total or partial eclipses provides the needed situation which furthermore can be exploited from the ground. We have conducted a first attempt during the 2008 August 16

lunar eclipse with the SOPHIE high-resolution spectrograph (Perruchot et al. 2008, Bouchy et al. 2009) at the 1.93 m telescope of the OHP (Observatoire de Haute Provence) observatory covering the 3 900 to 7 000 Å spectral range at a resolving power of $R \sim 75\,000$. The choice of a high-resolution spectrograph allows us to better identify absorbing species via their detailed spectral signatures.

Other observations of this eclipse have been conducted (Pallé et al. 2009) over a wider wavelength range (0.36 - 2.4 μm), but at a lower spectral resolution ($R < 1\,000$), resulting in a mainly qualitative identification of the Earth’s atmospheric compounds. Here, we will focus on quantitative results. In Sect. 2, the SOPHIE observations are described, then a quantitative data analysis is given in Sect. 3, followed by a direct comparison with current model predictions in Sect. 4. We show that indeed, in the visible range some of the main Earth’s atmospheric compounds are identified and evaluated.

2. Observations

The observations were conducted with the cross-dispersed, environmentally stabilized echelle spectrograph SOPHIE, dedicated to high-precision radial velocity measurements (Perruchot et al. 2008, Bouchy et al. 2009). They were secured in *high-resolution* mode, *i.e.* the spectrograph was fed by a 40 μm slit and an optical scrambler located at the output of the optical fiber, allowing a resolving power $\lambda/\Delta\lambda = 75\,000$.

Two optical fibers, 3 arcsec wide, separated by 1.86 arcmin were used. Both were placed on the Moon and aligned along the east-west direction.

The spectra were extracted from the detector images with the SOPHIE pipeline, which includes localization of the orders on the 2D-images, optimal order extraction, cosmic-ray rejection, wavelength calibration, corrections of flat-field and charge transfer inefficiency at low signal-to-noise ratio (Bouchy et al. 2009).

2.1. Fibers position on the Moon

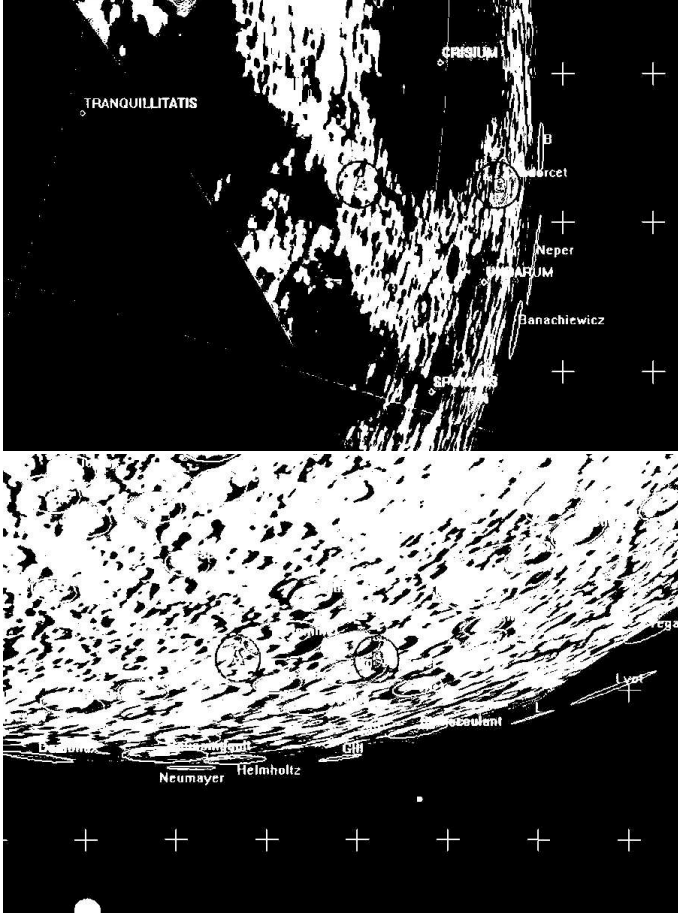
Table 1 lists the three main spectra used in our analysis along with their positions over the Lunar disk as shown in Fig. 1. Only one observation during the eclipse was useful, taken at 20h44 UT in the penumbra, close to the Earth shadow. Figure 1 shows where the fibers were positioned, *i.e.* over high-albedo Imbrium-type or pre-Imbrium-type terrains (for more information see the URL at the end of the reference list), which maximized the flux during the eclipse. The two other observations listed in Table 1 are two among a total of 13 calibration spectra recorded after the eclipse (full Moon outside the penumbra) at similar air masses ($\sec(z)$ in Table 1 where z is the zenith angle) and over the two different regions pointed to during the eclipse. Unfortunately, after the eclipse the guiding camera was saturated and an accurate position of the fibers could not be checked and adjusted visually as during the eclipse. Nevertheless the telescope coordinates indicate that the fibers were positioned over the same kind of lunar terrains.

2.2. Observations log

We collected only sparse observations, because clouds appeared just after the first exposure taken at 20h44 UT. These clouds disappeared for a few minutes at 22h44 UT, just before the umbra left the Moon, though these observations are more noisy and are still possibly affected by intervening clouds.

Table 1. Fibers positions on the Moon during and after the eclipse. Times are for mid-exposure.

| Date; Time (UT) | Fiber A location longitude; latitude | Fiber B location longitude; latitude | Exposure time (s) | BERV (km/s) | Air mass $sec(z)$ |
|----------------------|---|---|----------------------|----------------|----------------------|
| 2008-08-16; 20:44:21 | E 52.0°; N 9.8° | E 68.5°; N 12.1° | 198.92 | -0.064 | 2.94 |
| 2008-08-17; 00:11:56 | E 39°; S 51° | E 50°; S 48° | 2.00 | -0.408 | 1.86 |
| 2008-08-17; 02:55:45 | E 47°; N 20° | E 64°; N 22° | 3.00 | -0.667 | 2.99 |

**Figure 1.** Fibers A and B on the Moon in penumbra. The umbra is the dark area at the left (upper figure at 20h44 UT) and at right (lower figure at 22h44 UT). The distance between the fibers is 1.86 arcmin, east-west oriented.

The observations completed at 20h44 UT were done with fibers A and B at about 2 and 4 arcmin from the penumbra/umbra limit respectively.

Spectra were also taken later in the night after the eclipse, when the clouds moved away. In particular at 02h56 UT spectra were taken over the same location on the Moon and at the same air mass as those at 20h44 UT. The spectrum taken at 00h12 UT, although pointed over another region of the Moon, is also listed because it was taken with a shorter time gap from the 20h44 UT eclipse observation, leading to a smaller differential BERV correction (“Barycentric Earth Radial Velocity” correction of the Earth’s motion along its orbit to evaluate the spectral observations in heliocentric coordinates as automatically done through the SOPHIE pipeline). The corresponding BERV shifts are also listed in Table 1.

The calibration spectra (taken later in the night after the eclipse) are used to correct the eclipse spectra from the direct at-

mospheric absorption along the line of sight between the Moon and the OHP Observatory and to extract the altitude at which the Earth atmosphere becomes transparent enough for a grazing line of sight.

3. Data analysis

Because we are searching for atmospheric signatures in the gathered spectra, we have first to recalculate the wavelengths in the geocentric reference frame. We know that there all atmospheric signatures will be present at identical wavelengths, while the solar line signatures will be slightly displaced by an amount related to the spectral shift induced by the BERV. Note however that at the SOPHIE resolution of about ~ 4 km/s, these shifts of less than 0.5 km/s are likely insignificant. The possible impact of the BERV effect on our data is assessed in Sect. 5.

Our observations present two types of Earth atmospheric absorption signatures : i) the “vertical” ones produced along the path length between the Moon and the telescope and ii) the “horizontal” ones due to the solar light grazing the Earth atmosphere before reaching the Moon. We are only interested in the latter and will therefore have to correct the data from the “vertical” signatures.

Finally, knowing that the SOPHIE pipeline is optimized for high radial velocity precisions and not for flux evaluations, we can expect some difficulties related to flux estimates, *i.e.* echelle order corrections as well as precise zero level evaluations.

3.1. The “vertical” Earth atmospheric transmission function

The “vertical” atmospheric transmission is a function that depends upon the air mass AM , noted $T_{AM}(\lambda)$. Along the line of sight, an initial spectrum $I(\lambda)$ reaching the top of the atmosphere is transformed into an observed spectrum $O_{AM}(\lambda)$:

$$O_{AM}(\lambda) = I(\lambda) \times T_{AM}(\lambda). \quad (1)$$

For a plane parallel atmosphere (an approximation valid to air masses smaller than ~ 5) the air mass AM is equal to $a = sec(z)$ and the atmospheric transmission function is then simply $T^a(\lambda)$, the transmission function T at the power a (Bird et al. 1982), where T is the transmission in the vertical direction (air mass of 1).

Indeed for an air mass a equal to the sum of two air masses a_1 and a_2 , one can evaluate the observed spectrum in the following manner :

$$O_{a_1+a_2} = I \times T^{a_1+a_2} = (I \times T^{a_1}) \times T^{a_2}, \quad (2)$$

showing that the transmission function $T(\lambda)$ follows the conditions :

$$T^{a_1+a_2}(\lambda) = T^{a_1}(\lambda) \times T^{a_2}(\lambda) \quad (3)$$

and

$$T^0(\lambda) = 1. \quad (4)$$

If the transmission function $T(\lambda)$ is known at a given air mass, it can be evaluated at any other air mass. Noting that

$$\frac{O_{a_1}(\lambda)}{O_{a_2}(\lambda)} = \frac{T^{a_1}(\lambda)}{T^{a_2}(\lambda)} = T^{a_1-a_2}(\lambda), \quad (5)$$

we were able to evaluate directly the transmission function at different air masses through the complete series of spectra gathered during the full Moon observations. We normalized all evaluations extracted from observational ratios to an air mass equal to 1 by calculating

$$\left(\frac{O_{a_1}(\lambda)}{O_{a_2}(\lambda)} \right)^{1/(a_1-a_2)} = (T^{a_1-a_2}(\lambda))^{1/(a_1-a_2)} = T(\lambda). \quad (6)$$

From the 13 full Moon observations $O_a(\lambda)$, we extracted 24 couples well separated in air mass each containing independent evaluations of the transmission function $T(\lambda)$. In Fig. 2, the average of all evaluations are shown, providing the reference transmission function $T(\lambda)$ that we will now use in the following data analysis to re-evaluate all observed eclipse spectra as if they were observed from outside the atmosphere.

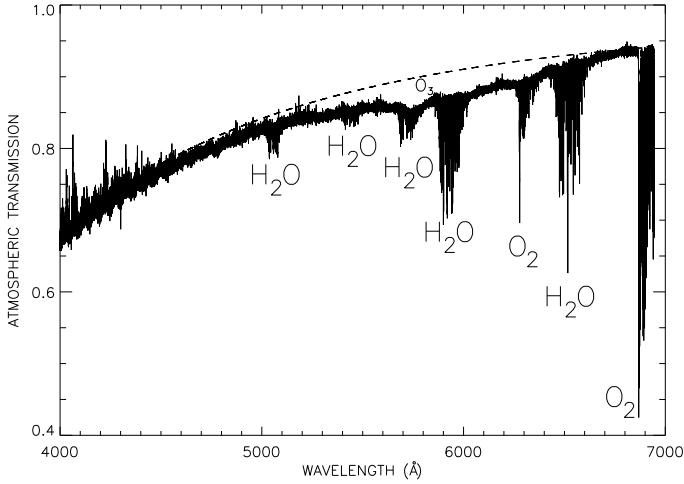


Figure 2. Average atmospheric transmission function $T(\lambda)$ as evaluated during full Moon just after the eclipse supposed to be similar to the one during the eclipse observations. The dashed line shows a transmission model (Hayes and Latham 1975), which includes both Rayleigh diffusion and aerosols (optical depth of 0.035 at 5320 Å typical for clear OHP nights). The experimental evaluation was normalized in order to match the model at our reference wavelength $\lambda_0 = 4530$ Å (see Sect. 5). O_2 as well as H_2O absorption bands are clearly seen. Note that the match with the model is good except for the central region from 5000 to 6700 Å, where a clear additional absorption is detected. This is the Chappuis band from ozone (noted O_3), not included in the model calculation.

3.2. Other corrections of the SOPHIE spectra

One can note in Fig. 2 the SOPHIE echelle order signatures as regular wiggles over ~ 80 Å from 4000 to 4500 Å, where they are particularly visible. Those instrumental signatures should not be seen in an atmospheric transmission function. These will certainly be a perturbation in our data analysis, but for the time

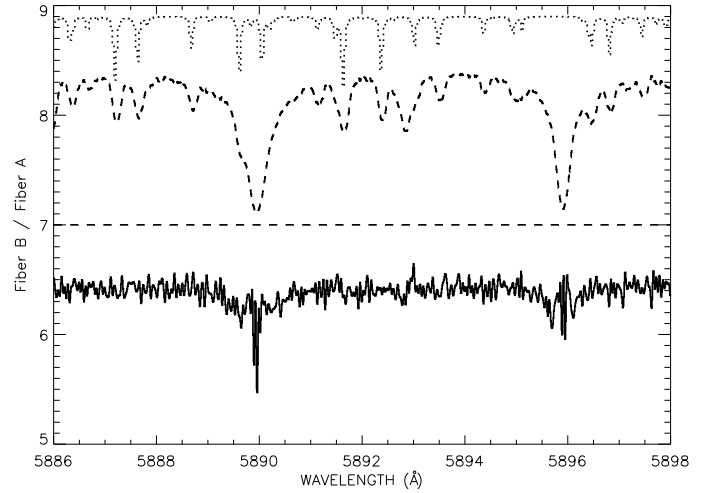


Figure 3. At 20h44 UT, the (Fiber B / Fiber A) ratio (solid line) is shown in the NaI doublet spectral region. The Fiber A spectrum (dashed line) with its corresponding zero level (horizontal dashed line) as extracted from the SOPHIE pipeline as well as an H_2O model (dotted line) are overplotted (in arbitrary scales simply to fit within the figure frame) to show the positions of the solar as well as H_2O spectral lines in the spectrum. Most of the observed lines are due to atmospheric water vapor. They disappear in the fiber's spectral ratio, while the broad spectral wings of the two NaI solar lines are still clearly visible.

being we will try to analyze the data without a modification to the SOPHIE pipeline. We will however evaluate the impact of this approximation a posteriori by looking how these order signatures are affecting the results (see Sect. 5).

In Fig. 3, both the direct Fiber A spectrum observed during the eclipse as well as the Fiber B/Fiber A flux ratio are shown close to the NaI doublet solar lines. Note that the numerous spectral lines, mostly due to H_2O in the Earth atmosphere, completely disappear from the Fiber B/Fiber A ratio. This is not surprising because both Fibers A and B are observed through the same atmospheric (and thus air mass) layer.

Although most of the weaker solar lines are also erased in this ratio (as it can be directly seen in Fig. 2, which also shows spectral ratios, see Eq. 6), for strong and deep solar lines like e.g. the NaI lines, as shown in Fig. 3, the signature of their broad spectral wings is still visible in the Fiber B/Fiber A ratio. This should not be the case if Fiber A and B have simply a different transmission coefficients, because they are both simultaneously observing (almost) the same solar spectrum.

The NaI lines (reaching close to the zero level, see Fig. 3) are more sensitive to any unaccounted for, even small, zero level shift. This is not the case for the weaker solar lines.

Knowing that a zero level shift is present in the extracted spectra, we search below for some plausible explanations.

3.2.1. An instrumental zero level shift

Over the SOPHIE CCDs, the lowest counts are not equal to zero (even where no counts should be registered), as for instance at the shortest wavelengths, where the instrument sensitivity drops sharply. For this reason, we assumed the possibility of a zero offset in the SOPHIE extracted counts. We thus subtracted a value from the SOPHIE spectra to make the broad NaI solar lines wings disappear (as they should). This correction is compatible with the data, as reported in Table 2.

Table 2. SOPHIE fluxes as extracted from the data sets, both at the minimum of deep absorption signatures and where the flux is maximum. Times are for mid-exposures. Flux units are arbitrary but comparable in relative terms because they correspond to the raw data (CCD ADU) corrected for by the same pipe line.

| Fiber ; time (UT) | Min. flux in NaI | Min. flux in O ₂ | Max. flux |
|----------------------|---------------------|--------------------------------|--------------|
| A ; 20:44 | 0.0007 | 0.0005 | 0.0205 |
| B ; 20:44 | 0.004 | 0.002 | 0.106 |
| A ; 02:56 | 0.0018 | 0.0010 | 0.0514 |
| B ; 02:56 | 0.0016 | 0.0008 | 0.0471 |

We tried three zero shift level scenarios :

1. we assumed that stray light due to the nearby full Moon is present. However, subtracting various proportions of the full moon spectrum to the other spectra did not induce any attenuation of the NaI solar wings and on the contrary produced many additional solar lines;
2. we supposed that a constant value has to be subtracted from all data, proportional to the total flux gathered in each spectrum. Again no satisfactory solution was found;
3. we assumed that a unique constant value had to be used for all spectra, a correction only related to the detector and independent of the total flux. Then we found that by subtracting 0.0003 ± 0.0001 from all SOPHIE extracted values, it was possible to completely wash out the NaI solar wings. This 0.0003 value represents a maximum relative continuum correction of 14% in the blue, decreasing to 1.5% in the red, for the fiber A spectrum. For fiber B, which is brighter, the relative continuum correction is one order of magnitude lower.

We verified that this last correction (3.) was also adapted at the end of our study, because no broad wing solar NaI lines signatures should show up in any information related uniquely to the Earth's atmosphere. The corresponding final result (with and without this correction) is shown in Sect. 5, Fig. 10.

This simple third correction (3.) does not seem to be wavelength-dependent, because as we show in Table 2, at the wavelengths of the very deep O₂ absorption lines near 6900 Å, it is clear that this correction could not be larger than the minimum flux seen at the bottom of the absorption lines, and thus has to be somewhere in the 0 to 0.0005 range, which we found to be the case. A posteriori, we will also see that the final results are all compatible with this correction.

After empirically evaluating the type of correction needed, we found that another possible explanation of atmospheric origin may be given and we develop it in the next section.

3.2.2. An astrophysical zero level shift : the ring effect

Indeed, following a suggestion of our referee, we recalled that some of the sunlight going through the Earth atmosphere is refracted in the lower layers of the atmosphere, producing for an observer on the Moon within the Earth umbra, an emission ring all along the Earth limb.

This ring effect can contribute here in two ways. First, it can add a constant intensity (a few percent shift of the zero level) to sunlight as seen in scattered light from the sky, to the extent that the penumbral light contains not just transmitted light, but also forward-scattered light ; this should slightly dilute the penumbral spectrum and introduce a zero level correction of type

(2). Second, the light reflected from the lunar surface itself will contain the ring effect, again a few percent additive background spectrum, a correction of type (2.) or (3.).

The ring relative intensity and spectral signature were already observed during Lunar eclipses through the study of the lunar light reflected from the umbral regions, only lit by the Earth ring. Danjon (1936) very early understood that the umbral luminosity was related to the transparency of the Earth lower atmosphere and after observing several lunar eclipses, he proposed a related five level scale for the lunar umbral luminosity.

Observation revealed (as in *e.g.* Hernitschek et al. 2008) that a 5 magnitudes drop exists at the penumbra-umbra (PU) transition, showing that the ring contribution to the penumbral flux is on the order of 1 %. Furthermore, the ring contribution decreases when moving away from the PU transition deeper within the umbra, as the expected signature of forward-scattered light. The ring contribution within the penumbral region is indeed proportional to the length of the Earth's limb (L_E) just in front of the solar disk appearing on top of the Earth limb.

Thus, when moving in the penumbral domain away from the PU transition, the direct solar contribution increases like the surface of the solar disk above the Earth limb ($\sim L_E^2$, see Fig. 4), while the ring contribution increases as the length of the Earth's limb covered by the solar disk ($\sim L_E$). This means that for our observations, the *relative* ring effect contribution should be stronger in Fiber A than in Fiber B according to the geometry of our 20h44 UT observation, for which Fiber A, presenting a lower signal, is closer to the PU transition than Fiber B. The ring effect contribution in the reflected Lunar light seems thus to better correspond to our empirical correction scenario (3.).

This is confirmed in the Gedzelman & Vollmer (2008) simulation of irradiance of lunar eclipses. They furthermore show that the ring contribution at the PU transition should present an almost flat spectral signature from 4000 to 7000 Å (see their Fig. 1), *i.e.* over the whole SOPHIE spectral range. This was directly observed during the 2008 August 16 lunar eclipse by Pallé et al (2009, see top of their Fig. S3 of the supplementary section), who detected only weak spectral signatures deeper in the umbra as also predicted by Gedzelman & Vollmer (2008).

In summary the ring contribution should be on the order of 1 % of the signal in Fiber A, and be at a relatively lower level in Fiber B with no wavelength dependence. This is almost exactly what we have found from our empirical study (3.), which presents the same 0.0003 zero level shift in both Fibers, *i.e.* indeed on the order of 1 % in Fiber A and relatively less in Fiber B (see Table 2). Additional discussions in Sect. 5 will show that this correction is on the same order near the NaI doublet lines at 5900 Å and near the molecular O₂ lines at 6900 Å and thus is indeed weakly variable with wavelength.

The ring effect could also explain why the ratios (Eclipse A)/(Full Moon A), (or B) could also be affected, ratios that we are going to use and describe in the following sections.

Both these instrumental and ring effects are probably present in our study and need to be corrected for empirically. In future studies we will also try to observe umbral spectra in order to have a more quantitative evaluation of the ring effect and thus include its contribution in our analysis.

4. Quantitative analysis

We present in this section the approach developed to extract a quantitative information from the observed spectra related to the altitude at which the Earth atmosphere becomes transparent as a

function of wavelength, a result very similar to the one obtained for a transiting planet.

4.1. Determination of the unabsorbed full Moon and eclipse spectra

These unabsorbed spectra are simply recomputed by dividing the observed spectra $O_a(\lambda)$ by the transmission function $T(\lambda)$ at the power of the precise air mass of the corresponding observation :

$$I(\lambda) = O_a(\lambda)/T^a(\lambda). \quad (7)$$

All these calculated corrected spectra are those an observer should have obtained from above the Earth atmosphere. We will note these spectra $E(\lambda)$ and $F(\lambda)$, corresponding to the “eclipse” and “full Moon” corrected spectra respectively.

4.2. Earth’s atmosphere effective thickness

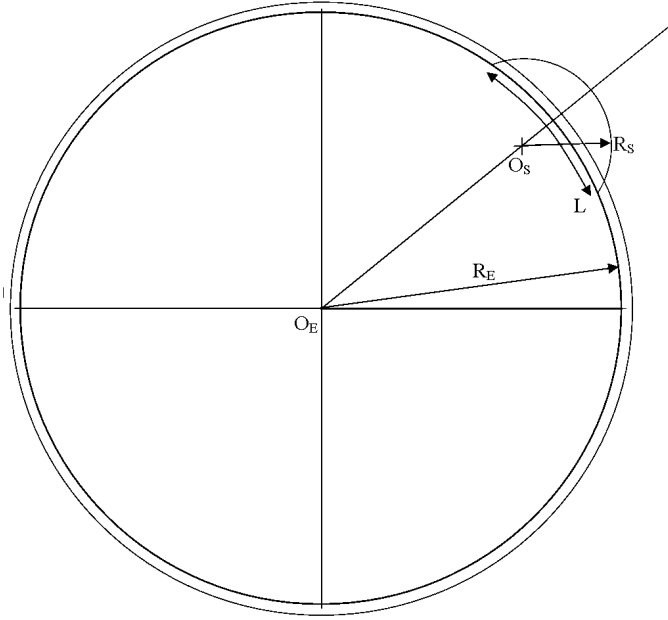


Figure 4. Geometry of a crescent of Sun, S , above the Earth’s reference limb (O_S and R_S are the center and radius of the Sun, O_E and R_E those of the Earth). The scene (not to scale) is observed from the Moon at the location where are positioned fibers A or B within the penumbra. From the observational knowledge of S_A or S_B as extracted from Eq. 11 (see text), the entire defined geometry of the observations allows a direct evaluation of the corresponding arc lengths, L_A or L_B .

From the deep penumbra, where the spectrograph’s fibers are located during the observation, a crescent of Sun is seen above the Earth’s limb. The Moon irradiance is thus a mix of direct Sun light (i.e. unaffected by the Earth’s atmosphere), and solar light that passed through the atmosphere, mostly along an arc L where the solar disk intersects the Earth’s limb (Fig. 4). This mix of direct and absorbed solar light essentially reproduces what is recorded during a transit. Let us note S_\odot as the surface of the full solar disk, S the fraction of solar surface visible above Earth’s geometrical limb during the eclipse, and h is an equivalent height over which the atmosphere can be considered opaque, at each

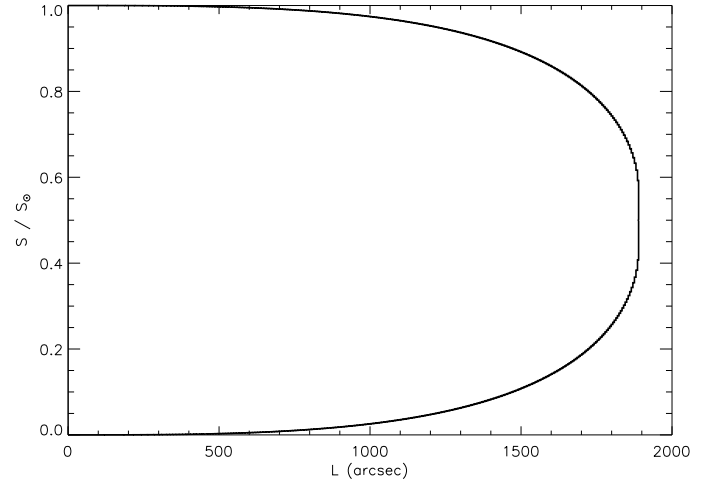


Figure 5. $L = f(S)$ function computed here for the geometry of the eclipse: S is the surface of the solar crescent above the Earth’s reference limb - as observed from the Moon at the location of either fiber A or B within the penumbra. From there, the diameters of the Earth and the Sun are 6 768.0 and 1 890.6 arcsec respectively. This geometry implies the relation shown between the length of the Earth’s limb covered by the Sun L , and the surface of the solar crescent, normalized to the total solar disk surface S_\odot as seen from the Moon. Since S_A/S_\odot or S_B/S_\odot are known from observations, the corresponding arcs lengths L_A or L_B are also known, and thus $h(\lambda)$ evaluated.

wavelength, from the point of view of the geometrical cross section.

The total column density along a grazing line of sight passing through the terminator at different altitudes could be estimated following the Fortney et al. (2005) formulation: the optical depth, τ , in a line of sight grazing the Earth limb at an altitude h is given by

$$\tau(\lambda, h) \approx \sigma(\lambda)n(h)\sqrt{2\pi R_E H}, \quad (8)$$

where R_E is the Earth radius, H the atmosphere scale height, and $n(h) = n_{(h=0)}\exp(-h/H)$ the volume density at the altitude h of the main absorbent with a cross section $\sigma(\lambda)$. The scale height is given by the relation $H = kT/\mu g$, where k is the Boltzmann constant, T the temperature, μ the mean mass of atmospheric molecules times the mass of the proton, and g the gravity at the Earth radius, $g = M_E G/R_E^2$ with M_E equal to the Earth mass and G the gravitational constant.

For any wavelength, the line of sight becomes opaque at an effective altitude h for an effective optical thickness of $\tau_{eff} = 0.56$ as demonstrated to be appropriate for most atmospheric conditions by Lecavelier des Etangs et al. (2008a). We will then be able to compare our equivalent effective altitude h as a function of wavelength to model calculations of effective altitudes.

The effective altitude of the atmosphere at a wavelength λ is calculated by solving the equation $\tau(\lambda, h) = \tau_{eff}$. Using the quantities defined above, the effective altitude h is given by Eq.9.

$$h(\lambda) = H \ln \left((n_{(h=0)}\sigma(\lambda)/\tau_{eff})\sqrt{2\pi R_E/kT\mu g} \right). \quad (9)$$

In principle, a simple relation links the two $E(\lambda)$ and $F(\lambda)$ corrected spectra due to the geometry of the problem

$$E(\lambda) = F(\lambda) \times \frac{S - L \times h(\lambda)}{S_\odot}. \quad (10)$$

4.3. Evaluation of $h(\lambda)$, the effective height of the Earth atmosphere.

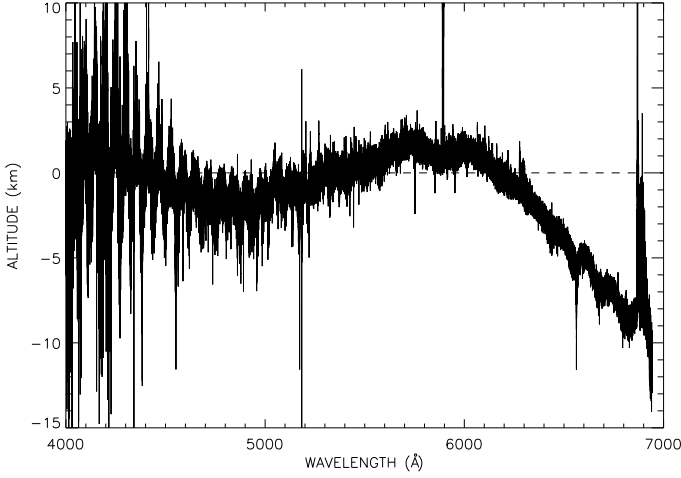


Figure 6. Absorbing atmosphere thickness versus wavelength, evaluated according to Eq. 14 for the 20h44 UT eclipse observation associated to the 02h56 UT full Moon ones. The reference altitude equal to 0 km (dashed line) has been chosen for $\lambda = 4530$ Å. The profile is dominated by the Chappuis band of ozone from 4800 to 6900 Å, while some signatures due to sodium and oxygen show up near 5890 Å and 6900 Å respectively. In the blue region (4000 to 4800 Å), the Rayleigh scattering is clearly seen. Across that region, the signal drops and produces more noise over the extracted altitudes, also revealing there that the SOPHIE orders are not fully corrected. This is also true longward from about 6500 Å.

We can define a reference altitude $h(\lambda_0) = 0$ at an arbitrary wavelength λ_0 . Then, S is more precisely the fraction of solar surface visible above the Earth's limb corresponding to our reference altitude $h(\lambda_0)$. It follows that Eq. 10 reduces to

$$E(\lambda_0) = F(\lambda_0) \times \frac{S}{S_\odot}. \quad (11)$$

The S/S_\odot ratio can be geometrically calculated for a given observation time, but may also be directly estimated from the $E(\lambda_0)$ and $F(\lambda_0)$ values of the flux measured during and outside the eclipse at λ_0 . We decided to take the reference wavelength over a 20 Å range centered at $\lambda_0 = 4530$ Å, where the absorption in the Earth atmosphere (see Fig. 2) is mainly due to Rayleigh scattering. Because the altitude above sea level (corresponding to the same reference wavelength) is the standard outcome from any atmospheric model calculation (see next section), it will be then simple to shift all our evaluated altitudes relative to our reference altitude $h(\lambda_0)$ into “real” altitudes, above sea level. Indeed all our altitude evaluations $h(\lambda)$ relative to $h(\lambda_0)$, could be positive or negative depending on more or less absorption at λ than at λ_0 .

The ratio of Eqs. 10 and 11 gives for Fiber A

$$\frac{E_A(\lambda)}{E_A(\lambda_0)} = \frac{F_A(\lambda)}{F_A(\lambda_0)} \times \left[1 - \frac{L_A}{S_A} \times h(\lambda)\right], \quad (12)$$

and for Fiber B

$$\frac{E_B(\lambda)}{E_B(\lambda_0)} = \frac{F_B(\lambda)}{F_B(\lambda_0)} \times \left[1 - \frac{L_B}{S_B} \times h(\lambda)\right], \quad (13)$$

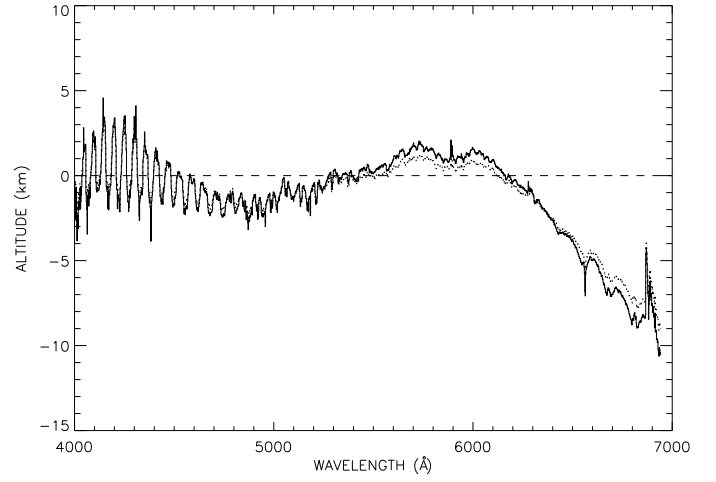


Figure 7. Same as Fig. 6, but here the $h(\lambda)$ variations are binned over 200 pixels (~ 2 Å) for clarity. Here the altitude variations are, following Eq. 14, extracted from the eclipse observations of 20h44 UT with either the 02h56 UT (solid line) or the 00h12 UT (dotted line) full Moon ones. Without the binning the difference was not visible. Here we can note that both possible perturbations related to either the BERV shift as well as the air mass correction are indeed negligible (see text). On the contrary some broadband variations could be seen, probably linked to albedo variations of the different lunar regions where the fibers were pointed (see Table 1). In the blue region (4000 to 5000 Å), the fringes are due to an imperfect correction of the SOPHIE orders and not to classical CCD interferential fringes (see text).

in which L_A and L_B are the lengths of the arc of limb at the $h(\lambda_0)$ level as seen from the locations of Fiber A and Fiber B respectively, as projected on the Moon, and similarly S_A and S_B are the corresponding surfaces of the Sun above these Earth's limbs.

The difference between the ratios for Fibers A and B, (Eq. 12 – Eq. 13), is

$$\begin{aligned} \left(\frac{E_A(\lambda)}{E_A(\lambda_0)} \times \frac{F_A(\lambda_0)}{F_A(\lambda)} - \frac{E_B(\lambda)}{E_B(\lambda_0)} \times \frac{F_B(\lambda_0)}{F_B(\lambda)} \right) &= \\ &= \left(\frac{L_B}{S_B} - \frac{L_A}{S_A} \right) \times h(\lambda). \end{aligned} \quad (14)$$

Therefore, the measurements (left side of Eq. 14) are proportional to h .

However, to fully solve the problem, one needs to evaluate the factor of proportionality in front of h . We know the relative angular diameters of both the Earth (above the Earth's reference limb) and the Sun, as seen from the Moon at the time of the observations, which unambiguously defines (geometrically) how far above that selected Earth's limb reference the solar disc emerges. From a simple geometrical calculation (see Fig. 4), one can evaluate the corresponding arc lengths L_A and L_B , which are directly derived from the relation $L = f(S)$ that we have calculated for the time of the observations, as shown in Fig. 5. Finally, the direct measurements of S_A and S_B are extracted from the observations through Eq. 11.

For example, from our best observations made on August 16 at 20h44 UT during the eclipse, compared to the full Moon observations made on August 17 at 02h56 UT, we find the following corrected flux ratios in the 4520 – 4540 Å reference spectral band :

$E_A(\lambda_0)/F_A(\lambda_0) = 0.44\%$ a value similar to S_A/S_\odot as seen from the Moon where Fiber A is located; this leads to $L_A = 569$ arcsec;

$E_B(\lambda_0)/F_B(\lambda_0) = 3.12\%$ a value similar to S_B/S_\odot as seen from the Moon where Fiber B is located; this leads to $L_B = 1\,063$ arcsec.

In conclusion, from all parameters fully known at a given observing time, Eq. 14 gives access to direct evaluations of $h(\lambda)$, either in arcsec seen from the Moon or in km above (or below) the Earth's reference limb at $h(\lambda_0)$.

The extracted values of $h(\lambda)$ are shown in Fig. 6, obtained when using the 20h44 UT eclipse observations compared to the 02h56 UT full Moon ones at about the same air mass and over the same regions on the Moon. The extracted altitudes are relative to the reference altitude $h(\lambda_0)$, here equal to 0. As expected, the evaluations can be either positive (higher altitudes) or negative (lower altitudes).

To check the validity of several of our assumptions we calculated the same $h(\lambda)$ function extracted again from the 20h44 UT eclipse observations compared to both full Moon observations, the one at 02h56 UT as well as the 00h12 UT one made at different air masses, BERV and over distant regions on the Moon (see Table 1). This allows us to check that our evaluations are not sensitive to air masses or BERV variations (see Fig. 7), because both extracted $h(\lambda)$ functions are very similar in all their details. Although nearly identical (non discernable at full spectral resolution as in Fig. 6), the result indicates however that some broad band variation is present. It is not caused by an improper air mass correction because the produced effect cancels in two spectral regions: the first one at $4\,530\text{ Å}$ (by definition, since this is our reference wavelength) and again around $6\,300\text{ Å}$. That the observed relative variation of the transmission remains small in the blue and more important in the red is indeed in contradiction with an air mass correction, which has to be stronger in the blue (see Fig. 2). We thus conclude that the observed relative variation is more probably due to lunar albedo changes over different lunar regions.

This broadband effect could however be the cause of additional systematic errors in the altitude evaluations.

4.4. Error estimation

A simple visual analysis of Figs. 6 and 7 gives some idea of the errors estimated for the $h(\lambda)$ evaluations. First in Fig. 6, the error due to the photon noise in the observations is $\sim \pm 1$ km for all data points shown but clearly increases toward shorter wavelengths (below $5\,000\text{ Å}$) due to the decreasing sensitivity of the instrument toward these wavelengths. Furthermore in this spectral region the impact of the improper order corrections is more and more important as more easily visible in Fig. 7. This effect induces an additional systematic error below $5\,000\text{ Å}$ (of $\sim \pm 2.5$ km) and above $6\,400\text{ Å}$ (of $\sim \pm 1$ km). Finally, although not all possible lunar terrains were sampled, we can guess from the different regions observed that an additional systematic error due to lunar albedo variations could be on the order of $\sim \pm 1$ km. This means that for our first attempt to estimate the Earth $h(\lambda)$ function we cannot produce absolute altitudes to better than approximately $\sim \pm 2.5$ km.

5. Discussion

5.1. Model calculation

The information extracted from the presented spectra is $h(\lambda)$, thus we are exactly in the situation of an extrasolar planetary transit. In effect, a spectrum recorded during a transit is *not* the spectrum of the absorbing species, but only the spectral signatures (in terms of altitude) of the *highest* absorbing species within the observed atmosphere. For instance, in the central region of the spectrum (Fig. 6) the main feature is the Chappuis band of ozone, corresponding to altitudes known to be in the 30 km range, other detectable species are only those able to efficiently absorb above. As we will see, oxygen and sodium are also detected with the present observations, but not H_2O .

In order to properly interpret our observations, we have to use model calculations to estimate the altitude at which the Earth atmosphere becomes transparent, as a function of wavelength and for a grazing line of sight exactly as in a transit situation.

Standard Earth atmospheric model calculations are from *e.g.* Ehrenreich et al. (2006) or Kaltenegger & Traub (2009). From these model calculations, one can evaluate the effective Earth radius at each wavelength, and from it, the effective height of the Earth atmosphere as a function of wavelength. From Fig. 3 of Kaltenegger & Traub (2009), the effective altitude corresponding to the tip of the Chappuis band absorption (near $6\,000\text{ Å}$), is on the order of 30 km, revealing that the atmosphere becomes nearly opaque below this altitude at this wavelength.

In our model calculation we used an unidimensional single scattering transmission model based on the model described by Ehrenreich et al. (2006) to obtain the theoretical transmission spectrum of the terrestrial atmosphere. The pressure, temperature, and mixing ratio profiles of the considered atmospheric components are shown in Fig. 8 and come from the US Standard Atmosphere 1976 spring-fall pressure-temperature profile (COSEA 1976; Cox 2000). For simplicity, we chose to only include molecular nitrogen (N_2), molecular oxygen (O_2), and ozone (O_3) in the model. Molecular nitrogen contributes to the transmission spectrum via the Rayleigh-scattering of light. The Rayleigh-scattering cross section of N_2 depends on the N_2 refractive index, which is calculated according to Snee & Ubachs (2005). Within the SOPHIE spectral range, molecular oxygen contributes to the transmission spectrum through i) photoabsorptions by the forbidden $^1\Sigma_g^+ - ^3\Sigma_g^-$ transition bands B (1–0) at $6\,880\text{ Å}$ and γ (2–0) at $6\,280\text{ Å}$, and ii) through Rayleigh scattering. The line parameters for the O_2 bands are extracted from the HITRAN 2008 molecular spectroscopic database (Rothman et al. 2009), scaled to the atmospheric temperature and pressure profiles used, and convolved with a Gaussian profile with full-width at half-maximum matching the spectrograph resolution. The Rayleigh-scattering cross sections of O_2 are calculated following Snee & Ubachs (2005) using refractive indices from Bates (1984). We retrieved the UV/visible photoabsorption cross section of O_3 at 293 K and 1 bar from the GEISA 1997 data base (Jacquinet-Husson et al. 1999).

We recall here that we are not doing a fit of our data but just compute altitude signatures related to a “standard” Earth atmospheric model.

5.2. Broadband signatures

The variable effective altitude h (as a function of wavelength) is shown on Fig. 9 for both model calculations and as extracted from the observations, the overall contribution of O_3 , O_2 and

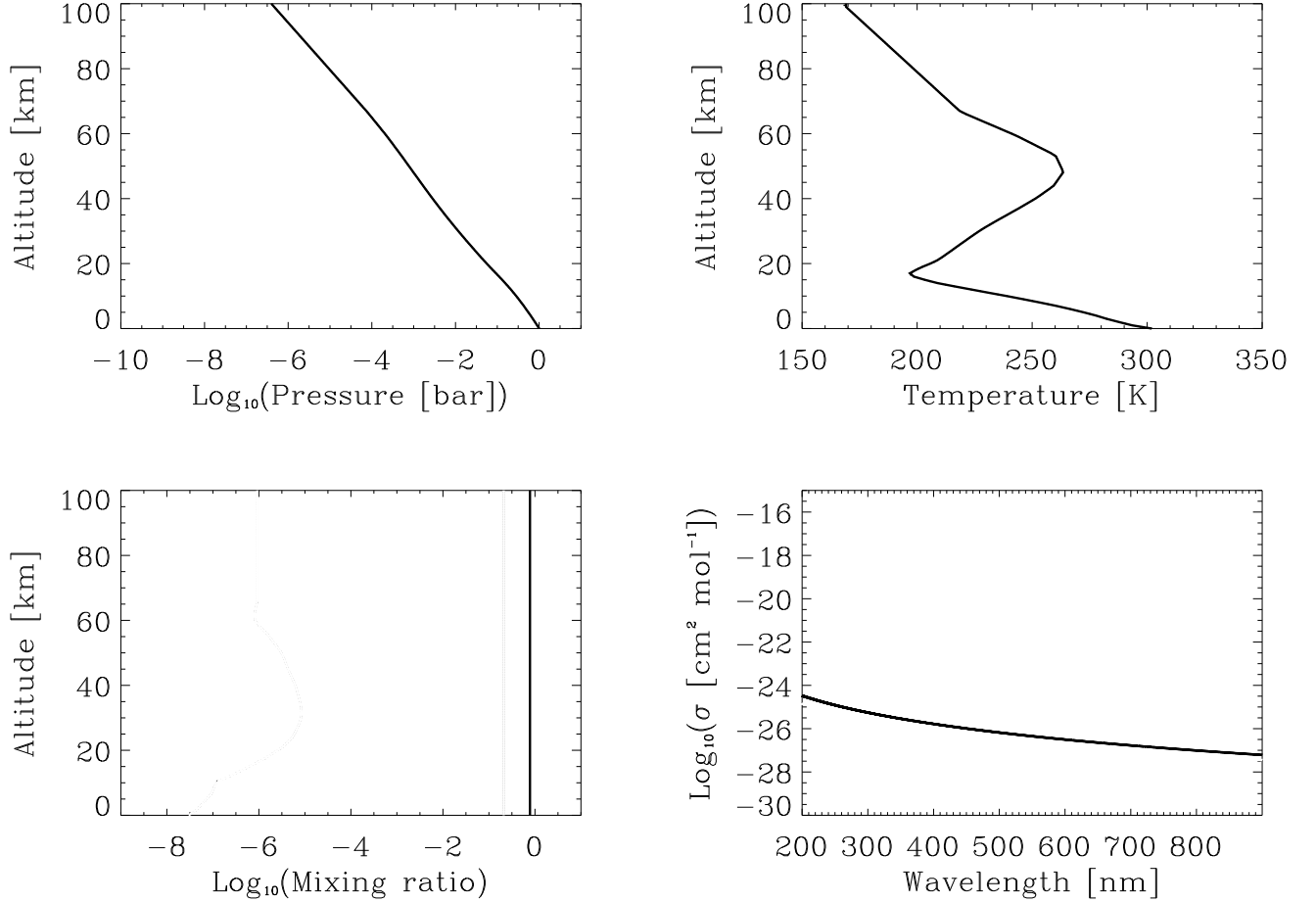


Figure 8. “Standard” atmosphere used in the model calculation (see text) : **Upper left** the pressure profile, **upper right** the temperature profile, **lower left** the N₂ (blue), O₂ (green) and O₃ (pink) mixing ratio as a function of altitude (km) and **lower right** the N₂ (blue) Rayleigh, O₂ (green) Rayleigh and molecular bands and O₃ (pink) cross sections as a function of wavelength (in nm).

Rayleigh scattering due to both N₂ and O₂, along with the Rayleigh contribution alone are also shown.

In the selected reference domain from 4 520 to 4 540 Å, the model calculation predicts an altitude equal to 23.8 km. Because our observational evaluation of h is *relative* to the altitude in the reference domain, we shift our *relative* $h(\lambda)$ evaluations by +23.8 km to be comparable to the model calculation. Since furthermore our reference domain falls at the tip of a SOPHIE echelle order fluctuation, we corrected by an additional systematic shift of about 1.5 km (half of the echelle fluctuation). The model and observations are shown in Fig. 9, where a 25.3 km reference altitude is used in the 4 520 to 4 540 Å reference domain range.

Our observed evaluations as shown in Fig. 9 are binned over 200 pixels (~ 2 Å) to better underline the observed broadband variations. It can be seen that the errors over the broadband signatures are mainly due to systematic errors, as opposed to photon noise, and are on the order of the SOPHIE approximate order correction, *i.e.* $\sim \pm 2.5$ km.

The comparison between the observed variations and model calculations is very satisfactory. Even the observed ozone distribution seems probably less extended in altitude than the standard model by about 2 km, a very plausible situation because ozone variations are known to exist around the Earth in terms of both

location and epoch (Millier et al. 1979, Thomason & Taha 2003, Borchì & Pommereau 2007). There is no reason that the selected standard atmospheric model exactly corresponds to the Earth atmospheric conditions at the precise location over the observed Earth’s limb.

5.3. Narrowband spectral signatures

The acute need for high spectral resolution is highlighted by the detection of other species, which are producing signatures at altitudes above the ozone level.

5.3.1. Sodium detection

The spectral region containing the NaI doublet is shown in Fig. 10. To repeat the discussion presented in Sect. 3, concerning the zero flux level correction, the result without any correction applied is also shown. Obviously, the atmospheric NaI doublet does not show up without that correction, and furthermore the broad wings of the two NaI solar lines are still present while our extraction process should have entirely washed out any solar line signature, as it is indeed almost perfectly the case in Figs. 6 or 9.

This correction introduces an additional systematic error, which produces an altitude shift of about 1.5 km per 0.0001 step

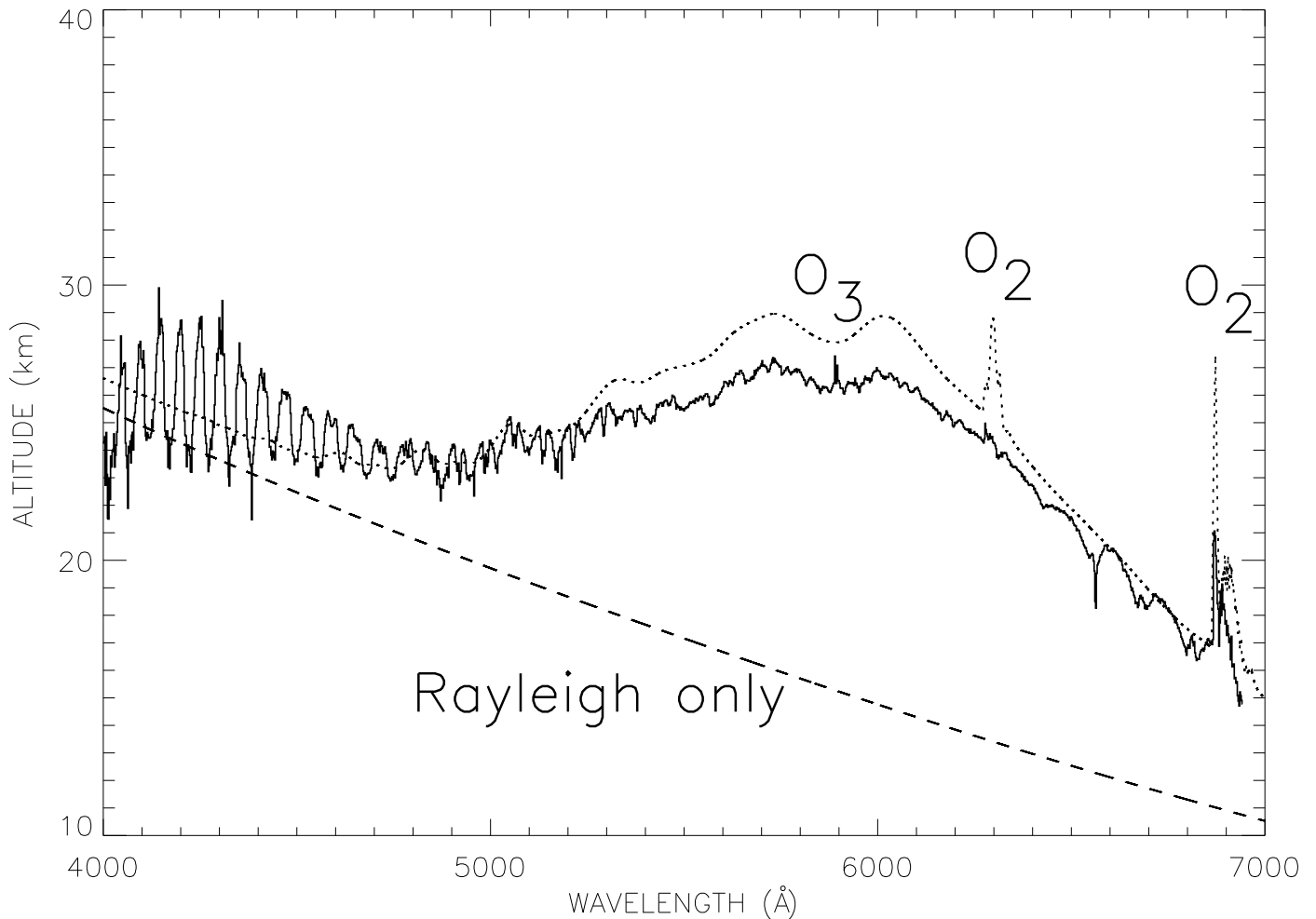


Figure 9. Observed binned variations (solid line) of the effective altitude h compared to model calculations (also binned). The Rayleigh-alone model calculation is shown (dashed line) along with the complete atmospheric model calculation (dotted line), which includes N_2 , O_2 and O_3 (see text).

change in the zero level (see Fig. 10). This is small compared to the systematic error due to the instrumental order correction (on the order of ± 2.5 km), which thus remains the major cause of uncertainty on our extracted altitude level.

Note here a very interesting point. We know that both H_2O and O_2 produce strong absorption signatures in the Earth atmosphere and, as shown in Fig. 2, they have relatively similar signatures near 5900 Å (in the NaI lines vicinity) for H_2O or around 6300 Å for O_2 . We will see in the sections below that O_2 is indeed easily detected in the grazing (transit like) observations of the atmosphere, while we see here that none of the numerous H_2O lines present in that spectral range (see Fig. 3) are detected. The reason is very simple: H_2O is hidden in the transit like observations because it is at lower altitudes than ozone, while O_2 , a major constituent of the atmosphere, is still present in sufficient quantities at higher altitudes, and indeed shows up above the ozone layer. This is exactly what models do predict (see *e.g.* Kaltenegger & Traub 2009) and thus reveals the quality and consistency of our analysis, from which only species thought to show up are indeed detected.

The zero level correction induces additional very large errors on the estimated altitude of the NaI spikes: the NaI 5890 Å line peaks up from 35 to 100 km, while the 5896 Å one from 35 to 65 km altitudes.

NaI is known to be present in the Earth atmosphere within a layer at about 92 km, presenting an average thickness of about 11 km (Moussaoui et al. 2010). If it was completely opaque in the two NaI lines, we should have found the same level in both lines at lower altitudes than the 92 km, depending on the ratio between the atmospheric line width ($\sim 0.03 \text{ Å}$) and the instrument spectral resolution ($\sim 0.09 \text{ Å}$). This should lead to reduced altitudes of about one third of 92 km above the 30 km ozone signature, *i.e.* ~ 50 km.

This could correspond to our 0.0002 zero level correction, leading to both line levels at about 35 km altitude, a little low when compared to our evaluation.

However, we can also directly evaluate the line's opacity in the 92 km altitude layer by using the observed average vertical sodium column density of the layer to be on the order of 4.10^{13} m^{-2} (Moussaoui et al. 2010). Using the average altitude, thickness, and “vertical” column density of the layer, we can translate these numbers into an average “horizontal” column density at 92 km of altitude and found it to be on the order of $3.10^{11} \text{ cm}^{-2}$, leading to an optical thickness in the core of the line on the order of 3 in the strongest NaI line and 1.5 in the weaker one. Both lines are thus opaque, but not strongly opaque. The known variability of the NaI layer could be the reason for this slightly less opacity, which renders it probable that

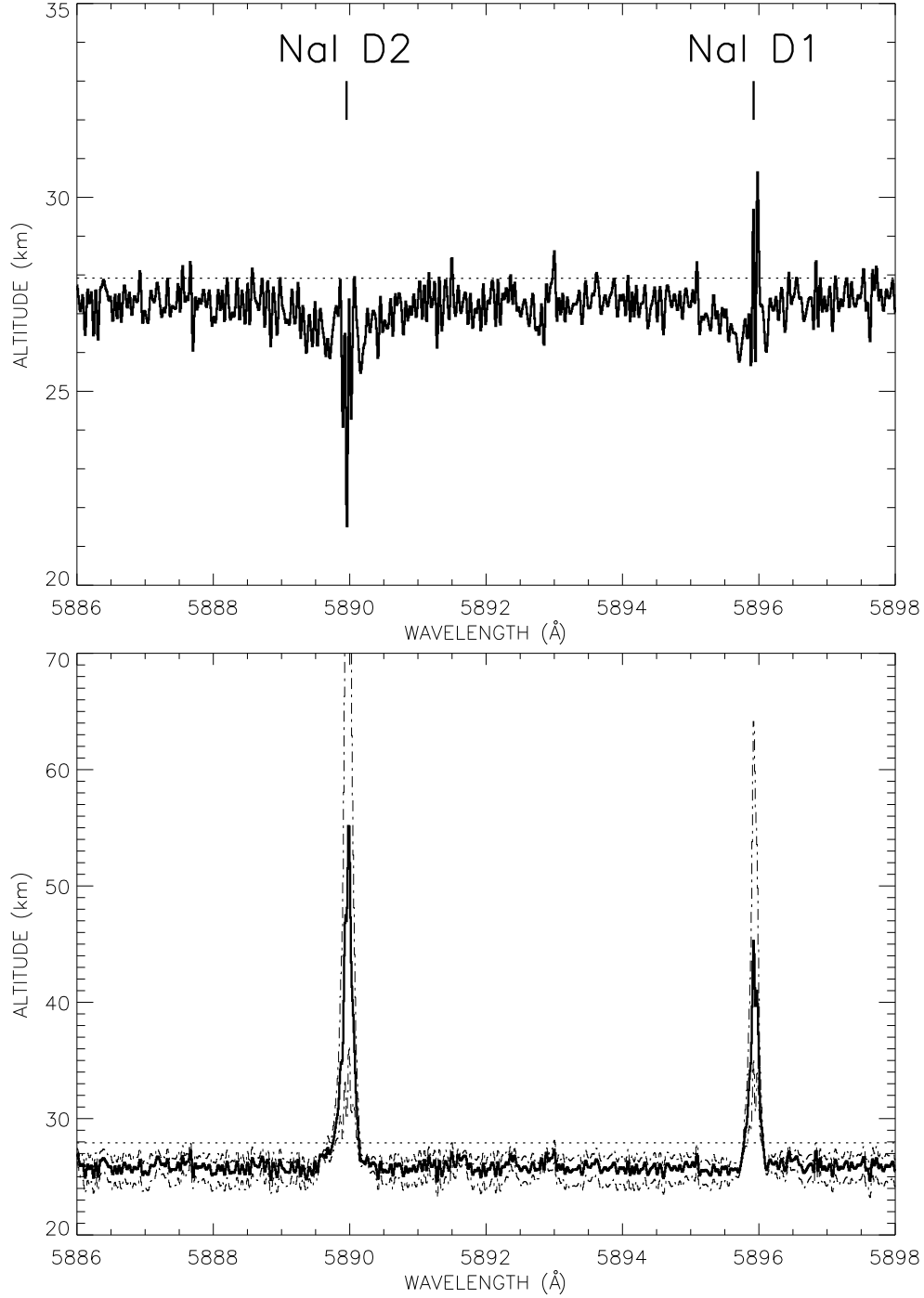


Figure 10. NaI doublet spectral region. The shifted $h(\lambda)$ variations (solid lines) are shown along with the level of the model ozone prediction (dotted line). **Upper plot.** The zero level correction as detailed in Sect. 3 is not applied. The two NaI narrow atmospheric signatures do not show up while through our complete data analysis method the broad wings of the sodium solar lines are obviously still present, contrary to expectation (the solar broad lines wings should not appear in any information uniquely related to the Earth atmosphere). **Lower plot.** The zero level correction by subtracting a 0.0003 value is now applied (see text). The NaI solar wings have disappeared, while the narrow NaI atmospheric signatures clearly show up. To show the impact of the zero level correction, the two evaluations corresponding to the 0.0002 and 0.0004 zero corrections are overplotted (thin dash-dotted lines). This gives a direct idea of the induced error bars on our evaluation.

a marginally opaque layer was observed during the eclipse, then leading to two different altitudes for the observed doublet spikes corresponding to the also plausible values as the ones observed with our 0.0003 zero corrections, which are at 55 and 45 km respectively.

From this brief quantitative discussion, we note that the 0.0004 zero correction is certainly a limit because, in that case, the altitude of the strongest line is at more than 100 km, *i.e.* too high, even above the altitude of the layer itself.

The NaI atmospheric detection is certainly compatible with what is known about the Earth layer, both qualitatively and quan-

tatively. This shows that our high-resolution approach could give us access to narrow line signatures, and thus gives us confidence in searching for other species. We detail this search in the following sections.

5.3.2. The 6880 Å oxygen molecular band

Two molecular oxygen absorption bands have their signatures in the observed spectral range. We used for them the same zero level correction as for the NaI lines.

The strongest one, the O₂ forbidden $^1\Sigma_g^+ - ^3\Sigma_g^-$ transition band B (1–0) at 6880 Å, is shown in Fig. 11. All molecular band peaks are clearly present, undoubtedly signing the O₂ detection. To evaluate the impact of the zero level adjustment, the three evaluations of $h(\lambda)$ made with the three values, 0.0003 ± 0.0001 , are also shown in Fig. 11. This directly shows that in this spectral range, the zero level adjustment adds a systematic error of about $\sim \pm 2.5$ km in the continuum and up to $\sim \pm 10$ km in the peaks, showing that their absolute estimates from these observations are quite imprecise.

However, the average peak altitude and its relative height variations are certainly more meaningful. In particular, the average height of the 0.0004 correction produces signatures closer to the model predictions, suggesting that the zero level correction may be slightly wavelength-dependant or that its acceptable range is reduced to 0.00035 ± 0.00005 . One can also note that the observed peak heights when moving redward seem to drop more rapidly than in the model prediction, an obvious indication of a cooler atmosphere than the “standard” one selected for the model calculation. This suggests that better adjusted Earth atmospheric model parameters in terms of vertical temperature-pressure profile are needed. This is however beyond the scope of this paper, in which we just intend to show that some species detection is feasible according to that observational approach in both qualitative and quantitative terms. The fine adjustment of model parameters will be done in future papers according to future observations to be made, all along a complete lunar eclipse to search for Earth atmospheric variations along the Earth limb sampled during the eclipse evolution.

5.3.3. The 6280 Å oxygen molecular band

The other oxygen molecular band in the observed spectral range is the γ (2–0) at 6280 Å. It is shown in Fig. 12, for which the same zero level corrections have again been used.

The narrow spike positions of the band are clearly detected. This band is weaker however and emerges only by ~ 1 km above the continuum. A detailed discussion of this weaker signature is again beyond the scope of this paper, but this second detection of O₂ demonstrates the quality and precision of our approach, which allows us to detect atmospheric signatures just beyond the photon noise. Indeed the photon noise induces in that region of high solar flux and high instrument sensitivity only a ± 0.5 km uncertainty over our altitude evaluation.

Note that for this O₂ molecular band we have checked the perfect match of the peak’s spectral positions with the predicted ones while it seems that again their heights drop faster than the peak’s altitude variations evaluated in the model calculation. This appears to confirm that the “standard” atmospheric model selected for that comparison is probably hotter than the observed atmosphere, particularly in the sampled ~ 30 km altitude range. If this were true it may also explain the slight mismatch found between the predicted and the observed O₃ Chappuis band (see

Fig. 9), in which the model is higher by ~ 2 km. This band will certainly be scaled down by some amount in a lower temperature model, simply because the atmospheric scale height will be reduced.

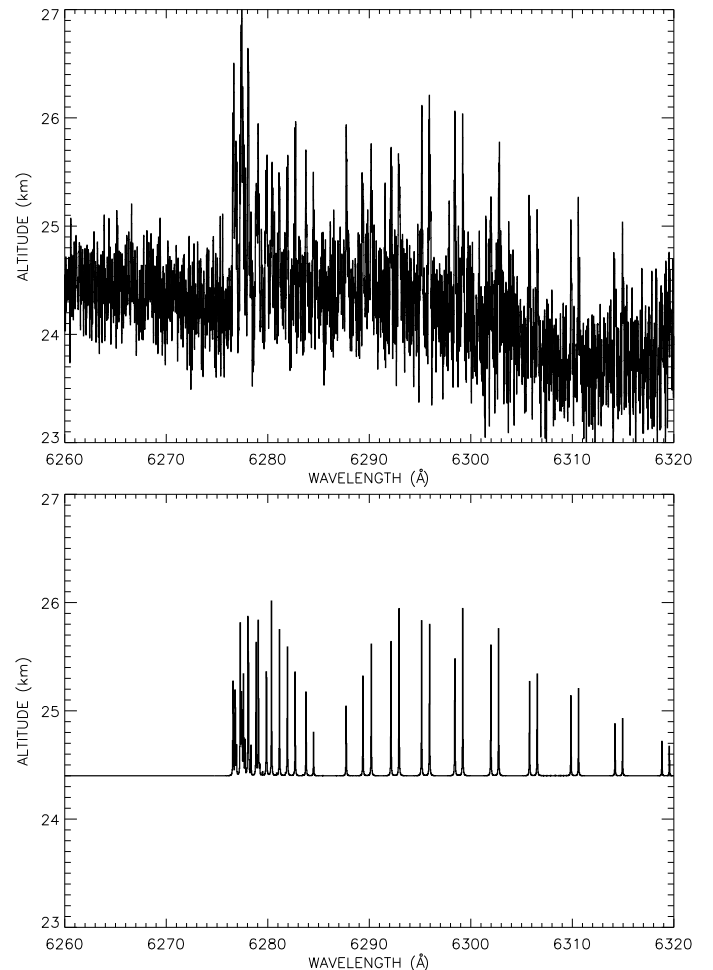


Figure 12. γ (2–0) 6280 Å O₂ molecular band. **Upper plot.** Same background correction as in Fig. 10 (see text). The solid line represents the altitude information as extracted from the SOPHIE data set. **Lower plot.** The O₂ band spectral structure is shown to demonstrate the clear coincidence in position of the repeated spikes signing the O₂ detection.

5.4. Previous lunar eclipse studies

Other observations of the 2008 August 16 lunar eclipse were completed through inter-calibrated optical and near-infrared ground-based observations at the William Herschel and Nordic Optical Telescopes by Pallé et al. (2009), to provide continuous wavelength coverage from 0.36 to 2.40 μ m. Their approach was very similar to ours, except that their spectral resolution is somewhat lower ($\sim 1\,000$ instead of $\sim 75\,000$). They also focused on umbral, penumbral, and out-of-the-eclipse observations without detailing (as we did) the precise location within the penumbra from where the observations were made. This is important because it leads toward only qualitative detections instead of quantitative ones.

Furthermore, the Pallé et al. (2009) transmission spectrum is “calculated by computing the ratio of the umbra/penumbra

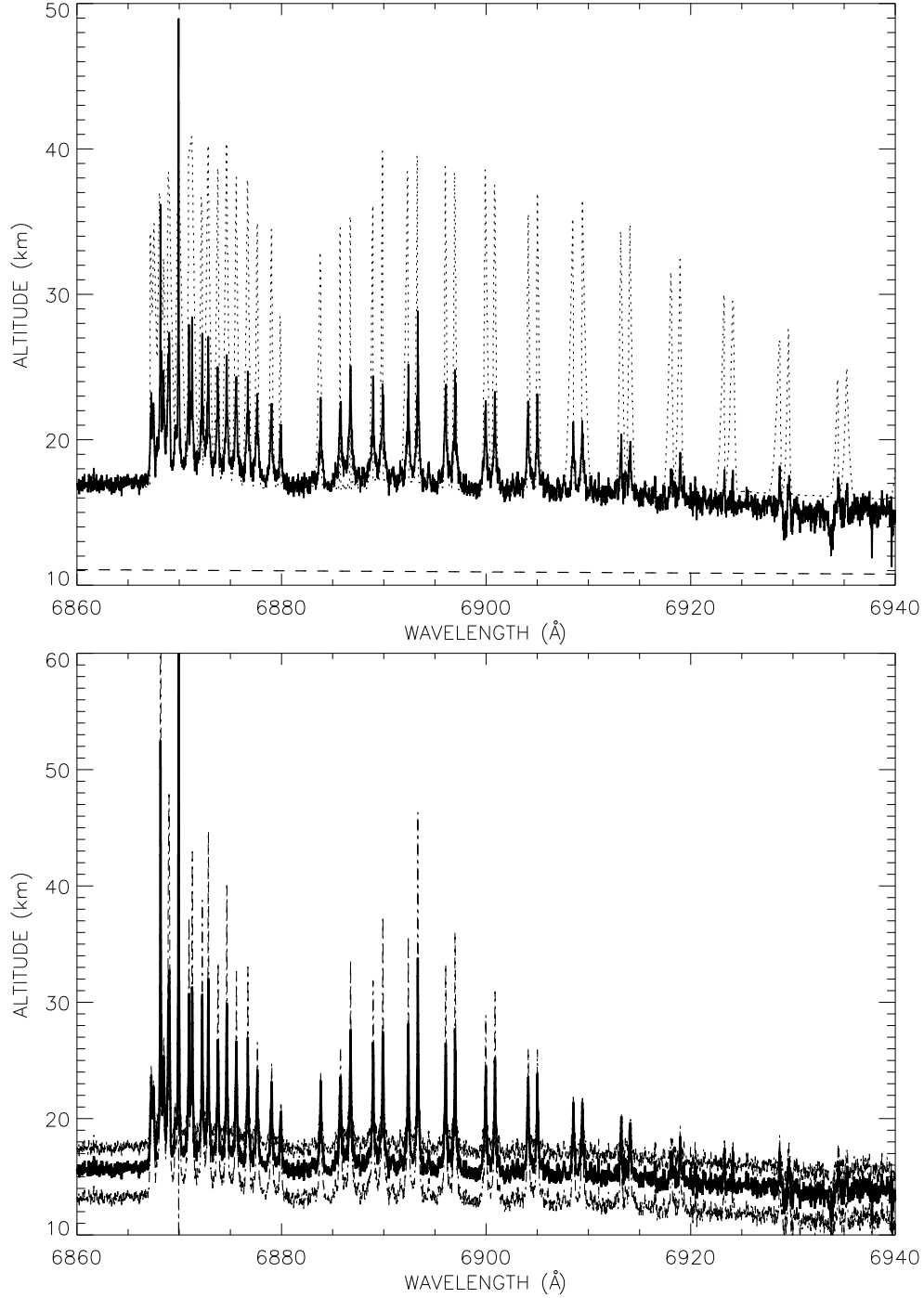


Figure 11. O_2 forbidden $^1\Sigma_g^+ - ^3\Sigma_g^-$ transition band B (1–0) at 6880 Å. The same background correction as in Fig. 10 has been applied (see text). **Upper plot.** The solid line represents the altitude information extracted from the *SOPHIE* data, while the dotted line is the model calculation, in which O_2 absorption is included from 6856 Å upwards. The narrow atmospheric signatures due to the O_2 absorption are clearly seen. The sharp peaks perfectly match the model with respect to spectral positions, while their heights could be quite different. **Lower plot.** The thick solid line again represents the evaluated altitude for the 0.0003 zero level correction, while the thin dash-dotted lines show the extreme possible variations of the estimated levels due to the 0.0002 (lower evaluations in the peaks and higher ones in the continuum) and 0.0004 (higher evaluations in the peaks and lower ones in the continuum) zero level corrections.

regions taken at the same averaged air mass in order to minimize the local atmospheres telluric line variations”. This means that the observed transmission spectrum they evaluated is not the transit-like spectrum of the Earth. Indeed the umbra spectra resulting uniquely from rays deflected by the lower and dense layers of the atmosphere are unobservable during a real transit

of an extrasolar planet since the corresponding stellar light deflected through the lower layers of the atmosphere moves away from the observer line of sight. What Pallé et al. (2009) have reported are identifications of different atmospheric specie signatures only present in the lower parts of the atmosphere as seen

within the umbra, but not the real transit signatures, which are only observable within the penumbra, as we did.

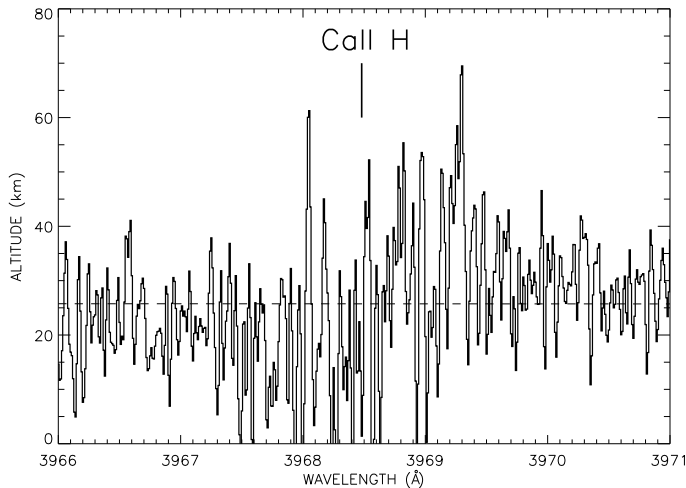


Figure 13. The $h(\lambda)$ variation as extracted from the region of the CaII H line. Because the S/N is quite poor in that region the photon noise in this part of the spectrum is more than 10 times higher than in the other spectral regions. Large signatures similar to the NaI ones should be visible however, but according to the low CaII content of the Earth atmosphere, they are simply not observable, as it is the case here.

In particular, Pallé et al. (2009) have not detected the NaI signatures. They are produced at very high altitudes only (~ 92 km) and should be indeed unobservable in the lunar umbra. They mention the detection of CaII signatures however, while it is also known that in the Earth atmosphere CaII ions are only present at high altitudes (Granier et al. 1989). CaII is furthermore about 120 times fainter than NaI, thus the CaII detection (and not the NaI one) is quite a surprise. Because we have in our hands much lower S/N SOPHIE observations at our disposal, we tried however to look for possible CaII signatures. As shown in Fig. 13, nothing shows up. We conclude that the Pallé et al. (2009) CaII detection is probably an artifact.

To enforce that argument we note that Pallé et al. (2009) clearly detected H₂O signatures (a low altitude species) at ~ 7200 Å, while as shown from model predictions (Kaltenegger & Traub 2009), these could not show up in a transit spectrum being hidden below the O₃ and Rayleigh signatures (see Fig. 9). This is why the different H₂O signatures we have seen in our observation of the “vertical” Earth atmosphere (see Fig. 2) do not show up in any of our “horizontal” transit-like signatures within the Earth atmosphere, because they are simply too low in altitude as predicted from the model calculations (see *e.g.* Fig. 10 where several H₂O lines should have shown up around the NaI doublet, if present).

The Pallé et al. (2009) study in a larger spectral domain than ours reveals the great variety of detectable species, while ours reveals how precisely the atmospheric content could be analyzed.

5.5. Detection of O₂ and O₃ in an extrasolar planet atmosphere during transits

The purpose of this work is also to show and evaluate the feasibility of the detection of O₂ and O₃ in the atmosphere of an Earth-like extrasolar planet during transits.

We will not repeat the arguments of Lecavelier des Etangs & Ehrenreich (2005) here but only recall the extreme difficulty of these observations, which demand $10^{-6} - 10^{-8}$ accuracy to be obtained over the observed stellar flux before, during, and after the planetary transit. This is a real challenge even merely in terms of photon noise, and asks for very large telescopes in the 10 to 30 m diameter range. This is only possible from the ground in a relatively short-term perspective, in particular in the frame of the *ELTs* (Extremely Large Telescopes) concepts that are planned to operate during the coming decade.

The *ELTs* are however observing through the Earth atmosphere, and it is difficult to argue that such high precision accuracies will be achieved.

Our observations show that although the O₃ Chappuis band seems to be easier to detect according to the broad spectral range over which it extends, it is still possible to think that uncontrolled systematics due to atmospheric fluctuations will perturb the detection. This is the obvious difficulty of broadband detections.

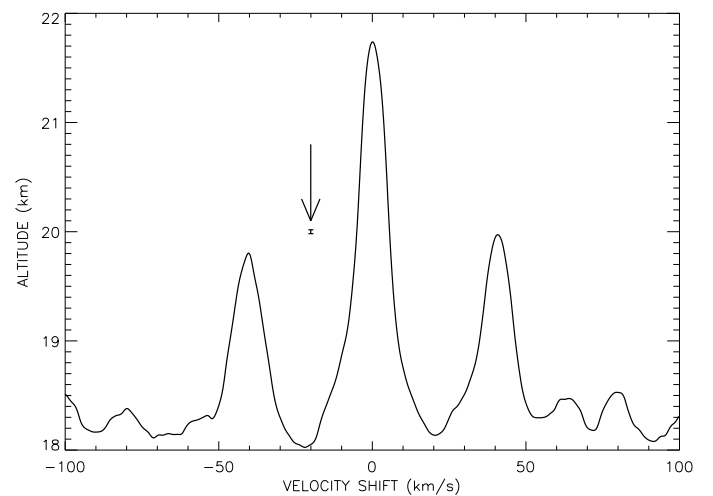


Figure 14. Correlation function extracted from the O₂ forbidden $1\Sigma_g^+ - 3\Sigma_g^-$ transition band B (1–0) at 6880 Å by using a mask centered on each of the spike positions over a ± 0.1 Å width. The typical error bar of this function is indicated (arrow) and is on the order of the tracing thickness, according to the total spectral width sampled by the mask.

On the other hand, our O₂ observation via high-resolution spectroscopy signatures is very promising because it can be shown that the addition of all spectral lines over only the O₂ forbidden $1\Sigma_g^+ - 3\Sigma_g^-$ transition band B (1–0) at 6880 Å is equivalent to a detection over a ~ 8 Å band pass. This places the O₂ detection among the feasible ones from the ground with *ELT* telescopes at least in terms of photon fluxes. But the use of high spectral resolution and stable spectrographs, similar to the one presently used for radial velocity searches of extrasolar planets, has proved to be possible in a quite difficult case, which is to observe the Earth’s atmosphere as a transiting planet through the Earth atmosphere itself, *i.e.* all searched for and perturbing spectral signatures are exactly at the same wavelengths. For transiting extrasolar planets the situation will be more favorable because a simple shift of ~ 10 to 30 km/s or more will be enough to clearly separate them as shown through the correlation function extracted with an O₂ like mask (see Fig. 14). This should be a relatively common observational situation. Note the secondary peaks of the correlation function which are due to the rel-

atively regular separation between the successive O₂ line peaks. Because these are however well separated, this should not prevent O₂ detection over this molecular band.

Our observation shows that with high spectral resolution, systematics are much easier to control because extremely nearby spectral regions behave similarly to each other in terms of any systematic effects. This may be one of the very few possible approaches to reach this goal, which is detecting O₂, one of the strongest signatures of life bearing atmospheres.

Observing O₂ and O₃ species in extrasolar Earth like planetary atmospheres, both accessible from the ground in the same spectral range, shows that these searches will be attainable for *ELT* observatories equipped with high spectral resolution and high stability spectrographs.

6. Conclusion

We have shown that Lunar eclipse spectral observations are able to reveal the atmospheric content of the Earth's atmosphere, in particular, broadband signatures of O₃ and Rayleigh scattering as well as narrowband features of NaI and O₂ observed at high spectral resolution. As these observations mimic future studies of transiting extrasolar planets, we are confident that quantitative information about extrasolar atmospheres will be within reach. Furthermore, both Rayleigh scattering and O₃ are broadband and extend across the visible part of the spectrum, just where solar-like stars have their maximum flux, making it easier to obtain the high signal-to-noise values necessary for a positive exoplanet detection.

More studies of Lunar eclipses should be completed in order to better quantify the present detections and more precisely show the feasibility of future extrasolar Earth-like planets studies. These studies, with extremely large ground-based telescopes, should allow at least the detections of ozone and O₂. In any case, these observations will be extremely difficult because the required accuracy is in the 10⁻⁶ to 10⁻⁸ range. This is why observing in the visible range, where orders of magnitude more photons are available, could ultimately be one of the most promising approaches.

Acknowledgements. The authors thank the staff of Haute-Provence Observatory for their contribution to the success of the *SOPHIE* project and their support at the 1.93-m telescope. We thank the "Programme National de Planétologie" (PNP) of CNRS/INSU, the Swiss National Science Foundation, and the French National Research Agency (ANR-08-JCJC-0102-01 and ANR-NT05-4-44463) for their continuous support of our planet-search programs.

We also thank W.A. Traub, our referee, for mentioning the ring effect that possibly explains the zero shift correction and E. Pallé for very constructive discussions before the observing campaigns of the 2008 August 16 Moon eclipse.

DE acknowledges financial support from the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and NCS the support from the European Research Council/European Community under the FP7 through a Starting Grant, as well as from the Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT), Portugal, through a Ciência2007 contract funded by FCT/MCTES (Portugal) and POPH/FSE (EC), and in the form of grants reference PTDC/CTE-AST/66643/2006 and PTDC/CTE-AST/098528/2008.

References

- Arnold, L., Gillet, S., Lardi re, O., Riaud, P., & Schneider, J. 2002, *A&A* 392, 231
- Arnold, L. 2008, *Space Science Reviews*, 135, 323
- Ballester, G.E., Sing, D.K., & Herbert, F. 2007, *Nature* 445, 511
- Barman, T. 2007, *ApJ* 661, L191
- Bates, D.R. 1984, *P&SS*, 32, 785
- Bird, R.E., Hulstrom, R.L., Kliman, A.W., & Eldering, H.G. 1982, *Applied Optics* 21, 1430
- Borchi, F., & Pommereau, J.-P. 2007, *Atmos. Chem. Phys.* 7, 2671
- Bordé, P., Rouan, D., & Léger, A. 2003, *A&A*, 405, 1137
- Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009, *A&A*, 505, 853
- Charbonneau, D., Brown, T.M., Noyes, R.W., & Gilliland, R.L. 2002, *ApJ* 568, 377
- COESA (Committee on Extension to the Standard Atmosphere), U.S. Standard Atmosphere 1976 (Washington DC: Government Printing Office)
- Cox, A.N. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities* (4th ed.; New York: AIP)
- Danjon, A. 1936, *Annales de l'Observatoire de Strasbourg* 3, 139
- Désert, J.-M., Vidal-Madjar, A., Lecavelier Des Etangs, A., Sing, D., Ehrenreich, D., Hébrard, G. & Ferlet, R. 2008, *A&A* 492, 585
- Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Sing, D.K., Ehrenreich, D., Ferlet, R., & Vidal-Madjar, A. 2009, *ApJ* 699, 478
- Ehrenreich, D., Tinetti, G., Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., & Selsis, F. 2006, *A&A* 448, 379
- Ehrenreich, D., Hébrard, G., Lecavelier des Etangs, A., Sing, D.K., Désert, J.-M., Bouchy, F., Ferlet, R., & Vidal-Madjar, A. 2007, *ApJ* 668, L179
- Fortney, J. J. and Marley, M. S. and Lodders, K. and Saumon, D. and Freedman, R. 2007, *ApJ*, 627, L69
- Gedzelman, S. D., & Vollmer, M. 2008, *Applied Optics* 47, 149
- Granier, C., Jegou, J.P., & M gie, G. 1989, *Journal of Geophys. Res.* 94, 9917
- Hayes, D.S., & Latham, D.W. 1975, *ApJ* 197, 593
- Hernitschek, N., Schmidt, E. & Vollmer, M. 2008, *Applied Optics* 47, 62
- Jacquinet-Hussion, N., Ari , E., Ballard, J., et al. 1999, *JQSRT* 62, 205
- Kaltenegger, L., & Traub, W.A. 2009, *ApJ* 698, 519
- Lecavelier des Etangs, A., & Ehrenreich, D. 2005, 39th ESLAB Symposium on Trends in Space Science and Cosmic Vision 2020, Ed. F. Favata, J. Sanz-Forcada, A. Giménez, and B. Battrock. ESA SP-588, 73
- Lecavelier Des Etangs, A., Pont, F., Vidal-Madjar, A., & Sing, D. 2008a, *A&A* 481, L83
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., & Sing, D. 2008b, *A&A* 485, L865
- Léger, A., Selsis, F., Sotin, C., et al. 2004, *Icarus* 169, 499
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *A&A* 506, 287
- Millier, F., Vidal-Madjar, A., Guidon, J., & Roble, R.G. 1979, *Geophys. Res. Lett.* 6, 863
- Moussaoui, N., Clemesha, B.R., Holz hner, R., Moussaoui, Simonich, D.M., Bonaccini Calia, D., Hackenberg, W., & Batista, P.P. 2010, *A&A* 511, A31
- Pallé, E., Osorio, M.R.Z., Barrena, R., Monta es-Rodríguez, P., & Martn, E.L. 2009, *Nature* 459(7248), 814
- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*. Edited by McLean, Ian S. & Casali, Mark M., *Proceedings of the SPIE*, Volume 7014, pp. 70140J-12
- Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., et al. 2009, *A&A* 506, 303
- Rothman, L.S., Gordon, I.E., Barbe, A., et al. 2009, *JQSRT* 110, 533
- Rouan et al. 2009, *CoRoT International Symposium I*, Paris, 2-5 feb. 2009
- Sagan, C., Thompson, W. R., Carlson, R., Gurnett, D., & Hord, C. 1993, *Nature*, 365, 715
- Sing, D.K., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., & Ballester, G. 2008a, *ApJ* 686, 658
- Sing, D.K., Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G.E., & Ehrenreich, D. 2008b, *ApJ* 686, 667
- Sing, D.K., Désert, J.-M., Lecavelier Des Etangs, A., Ballester, G.E., Vidal-Madjar, A., Parmentier, V., Hébrard, G., & Henry, G.W. 2009, *A&A* 505, 891
- Sneep, M., & Ubachs, W. 2005, *JQSRT* 92, 293
- Thomason, L.W., & Taha, G. 2003, *Geophys. Res. Lett.* 30, 1631
- Vidal-Madjar, A., Laurent, C., Bruston, P., & Audouze, J. 1978, *ApJ* 223, 589
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G.E., Ferlet, R., Hébrard, G., & Mayor, M. 2003, *Nature* 422, 143
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Ballester, G.E., Ehrenreich, D., Ferlet, R., McConnell, J.C., Mayor, M., & Parkinson, C.D. 2004, *ApJL* 604, L69
- Woolf N.J., Smith P.S., Traub W.A., & Jucks, K.W. 2002, *ApJ* 574, 430
- <http://www.lpi.usra.edu/resources/mapcatalog/usgs/I703/150dpi.jpg>

